



TITLE:

直列コンデンサ補償方式に関する 研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

関, 章良

CITATION:

関, 章良. 直列コンデンサ補償方式に関する研究. 京都大学, 1964, 工学博士

ISSUE DATE:

1964-12-22

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r408>

RIGHT:

直列コンデンサ補償方式に関する研究

昭和39年 2月

関 章 良

直列コンデンサ補償方式に関する研究

昭和39年 2月

関 章 良

DOC

1964

5

電気系

直列コンデンサ補償方式に関する研究

目 次

内 容 梗 概	1
第 1 部 配電線用直列コンデンサの研究	
緒 言	5
第 1 章 直列コンデンサ補償配電線の諸特性	6
1.1 序 言	6
1.2 定態運転特性	7
1.2.1 基 本 式	7
1.2.2 受電電圧	10
1.2.3 線路電流	12
1.2.4 カ 率	13
1.2.5 直列コンデンサ補償時の運転特性	14
1.2.6 並列コンデンサ補償時の運転特性	18
1.2.7 直列コンデンサと並列コンデンサの比較	21
1.2.8 直列コンデンサ及び並列コンデンサの所要容量	24
1.3 過渡運転特性	28
1.3.1 線路故障時	28
1.3.2 直列コンデンサ挿入時	41
第 2 章 直列コンデンサ補償配電線の異常現象	51
2.1 序 言	51
2.2 分次調波振動	51
2.2.1 アナログコンピュータによる検討	52
2.2.2 模擬実験による検討	58
2.2.3 総 括	

2.3. 誘導電動機の自己励磁	68
2.3.1 回転機の基礎方程式	68
2.3.2 自己励磁	69
2.3.3 自己励磁の様相	74
2.3.4 自己励磁の判定	77
2.3.5 防止対策	80
2.3.6 諸文献との対比	82
第3章 直列コンデンサ保護装置	87
3.1. 序 言	87
3.2. 保護間隙	90
3.2.1 保護間隙の必要性	90
3.2.2 直列コンデンサ端子電圧と放電電圧	90
3.2.3 保護間隙の必要性能	92
3.2.4 保護間隙の種類と性能	93
3.2.5 保護間隙の実績	125
3.2.6 外国の実施例	129
3.3 短絡用開閉器	134
結 言	135
第2部 直列コンデンサと送電線保護継電方式	
緒 言	137
第1章 直列コンデンサによる影響	137
1.1. 序 言	137
1.2 過電流継電器への影響	138
1.3 距離継電器への影響	138
1.3.1 距離継電器の分類	138
1.3.2 距離継電器の見るインピーダンス	144

1.4	方向継電器への影響	172
1.5	位相比較継電器への影響	173
第2章	影響を受けない方式の考察	174
2.1.	序 言	174
2.2.	距離継電器の組合せ	174
2.2.1.	グライント方式	175
2.2.2.	シールイン方式	177
2.2.3.	瞬時短絡方式	178
2.3.	具 体 例	179
2.4.	諸外国の実情	185
2.5.	今後の問題点	186
結 言		187
参考文献		188
参考文献		189
謝 辞		193

内 容 梗 概

本論文は「直列コンデンサ補償方式に関する研究」と題し、第1部及び第2部よりなる。

第1部は「配電線用直列コンデンサの研究」と題し、主として配電線へ直列コンデンサを適用するに当つて検討すべき事項についての研究結果であり

第1章「直列コンデンサ補償配電線の諸特性」では、先づ直列コンデンサ補償を行なつた配電線の実態、運転特性を解析し、適用上の問題点を解明した。特に送電線用にくらべ配電線用特有の問題点を指摘し、同じ電圧改善を目的とする並列コンデンサとの対比が問題になることを考え、基本式として直列コンデンサと並列コンデンサとが共存する場合の関係式を求め、これより

- a) 受電電圧の振相
- b) 負荷電流の大きさ
- c) 力率の変化

等について直列コンデンサ補償と並列コンデンサ補償の各々の場合の特性を示し、最後に両者の比較を行なつた。即ち

1. 受電電圧 …… 配電線は抵抗分が多いための補償度が必ず100%以上となり、力率及び電流の大きさにより受電電圧が送電電圧より大になる場合があり、その条件は

$$\cos \theta + m_s \sin \theta \leq -\frac{U}{2}(1 + m_s^2)$$

であることを示し、配電線では力率及び電流の変化が激しいこと、及び柱上変圧器の電圧が上ることは励磁電流の増大を来し、力率の悪化を招くため益々電圧が上昇することより、受電電圧の振相に特に注目する必要があること及び補償度としては200%前後が限界で

あることを示した。

2. 線路電流 ----- 直列コンデンサ補償により電圧の上昇を来せし。これ
がため線路電流を多く流し得るが、この電流には限度
があり、その値は

$$U_m = 1 - \eta \cos \theta$$

と与えられ、この時の補償度は

$$m_0(1-k) = - \frac{\eta \sin \theta}{1 - \eta \cos \theta}$$

と与えられることを示し、これより力率の悪い線路の
方が直列コンデンサは有利であることを示した。

3. カ 率 ----- 直列コンデンサ補償は力率改善を対象としてはいない
が、力率は改善されることを示した。

4. 並列コンデンサとの対比

----- 直列コンデンサ補償時の場合と同様並列コンデンサ補
償の場合について受電電圧、線路電流及び力率につい
ての理論式を求め、直列コンデンサの場合との差異を
示した。続いて有効度を定義し、これによる両者の差
異を検討し、理論的容量は直列コンデンサの方が小さ
いことを示した。

続いて過渡運転特性について研究し、線路故障時の故障電流は直列コ
ンデンサ補償線路では一般の非補償線路とはちがった様相を呈すること。
即ち低周波減衰振動が重畳することを理論的に示し、特に三相短絡電流
について時間的变化の状況をベクトル的に求め、或る時間内では直列コ
ンデンサあるなしにかかわらず電流の値は変化しないこと、したがって
保護間隙の強度設計には特に直列コンデンサの存在を考える必要はない
ことを示した。

又直列コンデンサを線路に挿入する場合の過電圧について検討し、送
電線の場合とちがって配電線の場合は抵抗分の大きいことにより過渡端

子電圧としては三相非同時性を考えても 2.5 倍以上にはならないことを示した。

第 2 章「直列コンデンサ補償配電線の異常現象」では、直列コンデンサと無負荷変圧器の存在による分岐調波振動現象及び誘導電動機の自己励磁現象につき、前者ではアナログコンピュータ及び模擬実験による $1/3$ 調波発生の限界を求め、配電線へ直列コンデンサを適用する場合の目安を与えた。又後者では回転機の基本式より自己励磁発生の判別式を求め、続いてその安定性について吟味し、従来複雑な式で与えていたのを簡単な式、即ち

$$\omega n^2 \leq k \leq n^2$$

より限界式
$$\frac{1}{n^2 \omega^2 L_s} \leq C \leq \frac{1}{\omega n^2 \omega^2 L_s}$$

を求め、実際の自己励磁限界は上式だけでなくトルブー速度曲線より考察し、トルクを求めて判定すべきことを示した。

続いて抑制対策としての並列抵抗を求める式を誘導した。

尚参考のため過去多くの文献に示された限界式と上式との関係を示し、何れも同じ内容であることを示した。

第 3 章「直列コンデンサ保護装置」では、配電線用直列コンデンサとして必要な条件を示し、保護間隙の必要性和その必要性能について今迄に研究した事項を記述し、特に碰死吹消形間隙の開発経過について詳細に述べ、今後の配電線用としてのあり方についてふれた。又送電線用としての直列コンデンサ保護間隙についても一連の研究成果をもあわせて記述した。これ等研究成果より直列コンデンサ用保護間隙についての設計基準及び基準性能が明らかとなり、今後直列コンデンサ適用上保護間隙に対する懸念は無くなったと考えられる。

続いて短絡用開閉器についての研究成果を示した。

第 4 部は「直列コンデンサと送電線保護継電方式」と題し、直列コンデンサ補償を送電線に行なうに当って特に問題となる送電線保護継電方

式への影響について理論式より説明し、かつベクトル図にてその影響の度合を示した。

第1章「直列コンデンサの影響」では主として距離継電器への影響について説明し、直列コンデンサの影響はさけられず、特に放電間隙の如き不確定要素の入る場合には、その継電器の見るインピーダンスが変化することを理論式で示した。この放電間隙は第1部でも述べた様に放電電圧になれば正確に動作するが、唯系統の背後インピーダンスが季節により変化することより事故時の故障電流が放電間隙を放電さすに至らない値になることもありうるから、あらゆる場合を考えてその各々に対応するインピーダンスを示した。

第2章「影響を受けない方式」ではウラインド方式として距離継電器の組合せにより直列コンデンサ挿入による折曲げ部分をウラインドする方式を示した。続いてシールイン方式を示し、この方式が現在では一番簡単な信頼できる方式であることを示した。最後に事故発生すれば必ず直列コンデンサを三相共短絡する方式、即ち瞬時短絡方式を示し、一番単純な方式であるが、事故除去の時間が多少おくれる欠点があることを示した。

具体例では上記各方式の具体例を我が国の実施例により示し、又諸外国の実情にも簡単にふれ、この問題には諸外国も多くの研究を重ねていることを示した。

最後に今後の問題点として過渡時の電気量の把握が必要となるであろうことを予想し、継電器試験器の如き一種のコンピューターの開発について提案した。

第 1 部 配電線用直列コンデンサの研究

結 言

直列コンデンサ方式は電力用コンデンサを線路に直列に挿入して線路定数を改変して

1. 電流の変化に伴う電圧の変動乃至騒動をへらし
2. 電圧降下を軽減する。

ものであるが、配電線においては受電電圧の向上或いは負荷増加対策として採用される。この方式は上記各作用がいずれも自明であり、速応性をもつ点に特長がある。配電線への適用については戦前より我が国に実施例があるが、いずれも異常現象発生のため実用運転には至らなかった。戦後送電線への適用が多くなつたが、直列コンデンサ適用についての技術的問題点の解明に努力した結果特に困難を与える問題点はなくなり如何なる態勢にも応じられる状態となつた。特に配電線の場合は送電線の場合にくらべ技術的な困難が多い。即ち

- i) 抵抗分が多いため所望の直列コンデンサのオーム数が大きくなる。
- ii) このため異常現象の発生の可能性が多くなる。
- iii) 線路事故が送電線よりも多いため保護装置として十分信頼度の高いものが必要であること。

- iv) 送電線の場合は変電所又は開閉所に設置されるが 配電線の場合は無人の地に設置されるため設備として信頼度の高い上に保守に便利なることが必要であること。

等であり、尚配電設備として経済的であることが必要となる。

本報告は筆者が直列コンデンサ開発のために行なつた諸研究のうち特に配電線へ適用する場合の

1. 直列コンデンサと並列コンデンサの電圧降下軽減への影響
2. 線路リアクタンスに対するコンデンサリアクタンスの割合と受電電圧の関係
3. 直列コンデンサ補償の限度

4. 直列コンデンサに加わる過電圧

5. 線路故障時他に及ぼす影響

等を検討し「直列コンデンサ補償配電線の諸特性」にまとめ、続いて、配電線において特に問題となる異常現象について「直列コンデンサ補償配電線の異常現象」にまとめた。

これ等研究結果より配電線への直列コンデンサの適用は殆んど技術的問題点はなくなり、後は設備の経済設計のみとなる。

1 章 直列コンデンサ補償配電線の諸特性

1.1 序 言

配電線は通常電圧 11 kV 以下として認識されているが、ここでは次の如く定義する。

“配電線とは一端電源であり、受電端電圧は負荷電流により変化する線路とする。”

この様に定義すると 66 kV であつても配電線と見做す場合がある。この配電線に直列コンデンサを設置する場合は先ず直列コンデンサ補償を行つた場合の配電線の諸特性について十分検討しなければならない。

一般にこの特性は次の2つに分類される。

i) 定態運転特性

ii) 過渡運転特性

前者は定常時における受電電圧、線路電流、力率の変化を補償前と補償後について比較し、両者の差異を求め、直列コンデンサ設置の効果と経済性の目安を与えるもので、後者は線路急変又は常数変化の場合の直列コンデンサの与える影響について検討したいもので、線路運営の目安を与えるものである。

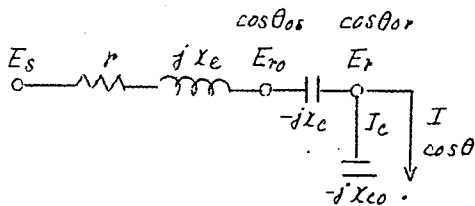
特に配電線は抵抗分が大きいので直列コンデンサリアクタンスが

必然前に大きくなり、一般の直列コンデンサなしの線路と異なった特性を示す。

1.2 定態運転特性

1.2.1 基本式

第 1.1 図の如き単一配電線において送受両端の相電圧を E_s, E_r 、



第 1.1 図

線路抵抗、リアクタンスを r, X_l 、

X_c 、直列コンデンサリアクタ

ンスを X_c 、並列コンデンサリ

アクタンスを X_{co} 、線路電流を

I_o 、負荷電流及び負荷力率を

$I, \cos \theta$ 、並列コンデンサ電流

を I_c とすると

$$\vec{E}_s = \vec{E}_r + \vec{I}_o \vec{Z} \quad \text{但し} \quad \vec{Z} = r + j(X_l - X_c) = r + jX$$

\vec{E}_r を基準ベクトルにとると

$$\vec{I}_o = I \cos \theta - j(I \sin \theta - I_c)$$

故に

$$\begin{aligned} \vec{E}_s &= \vec{E}_r + \{ I \cos \theta - j(I \sin \theta - I_c) \} \\ &\quad \{ r + j(X_l - X_c) \} \\ &= \eta E_r + I r (\cos \theta + m_s \sin \theta) - I_c r m_s \\ &\quad + j \{ I_c r - I r (\sin \theta - m_s \cos \theta) \} \dots\dots\dots (1.1) \end{aligned}$$

$$\text{したがって} \quad \eta = \frac{E_r}{E_s}, \quad m_s = \frac{X}{r} = \frac{1}{r} (X_l - X_c)$$

$$= m_o (1 - k), \quad m_o = \frac{X_l}{r}, \quad k = \frac{X_c}{X_l}$$

故に (1.1) 式より

$$\begin{aligned} \eta^2 + 2\eta \{ \cos \theta + m_s (\sin \theta - k) \} + \\ (1 + m_s^2)(1 + k^2 - 2k \sin \theta) - 1 &= 0 \dots\dots\dots (1.2) \end{aligned}$$

ただし

$$u = \frac{I_p}{E_s} \quad k = \frac{I_c}{I}$$

この(1.2)式が配電線の運転特性を与える基本式であり

i) 直列コンデンサ、並列コンデンサ無しの場合は

m_s を m_0 , $k=0$ とおいて

$$\eta^2 + 2u(\cos\theta + m_0 \sin\theta)\eta + (1 + m_0^2)u^2 - 1 = 0 \quad (1.3)$$

ii) 直列コンデンサのみの場合

$k=0$ とおいて

$$\eta^2 + 2u(\cos\theta + m_s \sin\theta)\eta + (1 + m_s^2)u^2 - 1 = 0 \quad (1.4)$$

iii) 並列コンデンサのみの場合

m_s を m_0 とおいて

$$\eta^2 + 2u\{\cos\theta + m_0(\sin\theta - k)\}\eta + (1 + m_0^2 - 2k \sin\theta)u^2 - 1 = 0 \quad (1.5)$$

の各式をそれぞれの場合について検討すればよい。

(注)

上式中の η , u 及び k についてその物理的意味を検討する。

i) η について

前記の如く $\eta = \frac{x_c}{x_l}$ ぞ、一般に補償度とよび、配電線の場合は、 $\eta > 100\%$ であつて、

$\eta < 100\%$: 不足補償

$\eta = 100\%$: 完全補償

$\eta > 100\%$: 過補償

と呼んでゐる。この η は次の如く考えることができる。

$$\eta = \frac{x_c}{x_l} = \frac{x_c I_0^2}{x_l I_0^2} = \frac{Q_{cs}}{Q_l}$$

Q_{cs} : 直列コンデンサ容量

Q_e : 線路中の無効電力損失

すなわち、線路中の無効電力損失をどれだけ直列コンデンサが補償しているかを示すものである。

ii) K について

前記の如く $K = \frac{I_c}{I}$ であるが、これは次の如く変形される。

$$K = \frac{I_c}{I} = \frac{E_\lambda I_c}{E_\lambda I} = \frac{Q_{cp}}{W_\lambda}$$

Q_{cp} : 並列コンデンサ容量

W_λ : 負荷皮相電力

すなわち、並列コンデンサが負荷皮相電力を補償する割合を示す。

iii) \mathcal{U} について

前記の如く $\mathcal{U} = \frac{I_r}{E_s}$ であるが、これは次の如く変形される。

$$\mathcal{U} = \frac{I_r}{E_s} = \frac{I_o r}{E_s} \cdot \frac{I}{I_o} \cdot \frac{I_o}{I} = \frac{I_o^2 r}{E_s I_o} \cdot \frac{I}{I_o} = \lambda \xi \quad (1.6)$$

$$\text{ただし} \quad \lambda = \frac{I_o^2 r}{E_s I_o} = \frac{Pl}{W_s}$$

$$\xi = \frac{I}{I_o}$$

故に λ は送電端皮相電力に対する線路損失の割合を示し、

ξ は線路電流と負荷電流の割合を示す。

$K = 0$ ならば $\mathcal{U} = \lambda$ となる。

(1.2) 式と二次曲線の標準形式

$$ax^2 + 2hxy + by^2 + 2gx + 2fy + c = 0$$

より $x = \mathcal{U}$, $y = \xi$ とおいて

$$a = (1 + m_s^2)(1 + K^2 - 2K \sin \theta)$$

$$b = 1$$

$$h = \cos \theta + m_s (\sin \theta - K)$$

$$g = f = 0$$

$$c = -1$$

と置いて

$$D_{13} = hf - bg = 0 \quad D_{23} = af - hg = 0$$

$$D_{33} = (1 + m_s^2)(1 + K^2 - 2K \sin \theta)$$

$$- \{ \cos \theta + m_s (\sin \theta - K) \}^2$$

$$= (K - \sin \theta + m_s \cos \theta)^2 > 0$$

$$(K \neq \sin \theta - m_s \cos \theta)$$

$$D = gD_{13} - fD_{23} + cD_{33} = -D_{33}$$

$$bD = -D_{33} < 0$$

より楕円であり、中心は原点である。

ただし、 $K = \sin \theta - m_s \cos \theta$ の場合は (1.2) 式は次の如くなる。

$$\{ \eta + u(1 + m_s^2) \cos \theta \}^2 = 1$$

すなわち 2 直線となり

$$\eta + u(1 + m_s^2) \cos \theta \pm 1 = 0 \quad (1.7)$$

となる。

1.2.2 受電電圧

$\eta = \frac{E_r}{E_s}$ より、 E_s を単位量にとると、受電電圧は η により与えられる。

(1.2) 式を η についてとくと、

$$\eta = \sqrt{1 - u^2 (\sin \theta - m_s \cos \theta - K)^2} - u \{ \cos \theta + m_s (\sin \theta - K) \} \quad (1.8)$$

あるいは $\sin \theta - K = \sin \varphi$ とおくと

$$\eta = \sqrt{1 - u^2 (\sin \varphi - m_s \cos \theta)^2} - u (\cos \theta + m_s \sin \varphi) \quad (1.9)$$

(1.8) 式を K について微分すると

$$\frac{d\eta}{dK} = \frac{u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta - K)}{\sqrt{1 - u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta - K)^2}} + m_s u$$

$$\frac{d^2\eta}{dK^2} = -\frac{u^2}{\{1 - u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta - K)^2\}^{\frac{3}{2}}} < 0$$

すなわち、 $\frac{d\eta}{dK} = 0$ より η の最大を与える K が求まる。これを K_m とすると

$$K_m = \sin\theta - m_s \cos\theta \pm \frac{m_s}{u\sqrt{1 + m_s^2}}$$

ここで $K_m > 0$ なる故

$$K_m = \sin\theta - m_s \cos\theta + \frac{m_s}{u\sqrt{1 + m_s^2}} \dots\dots\dots (1.10)$$

この時の η を η_{m1} として

$$\eta_{m1} = \sqrt{1 + m_s^2} \left[1 - u\sqrt{1 + m_s^2} \cos\theta \right] \dots\dots\dots (1.11)$$

となる。

$I = 0$ の場合は並列コンデンサのみが負荷されている時で、この時の η を η_c とおくと、(1.1) 式より

$$\dot{E}_s = \eta_c E_s - I_c r m_s + j I_c r$$

故に $(1 + m_s^2) u c^2 - 2 m \eta_c u c + \eta_c^2 - 1 = 0$

$$\eta_c = m_s u c + \sqrt{1 - u c^2} \dots\dots\dots (1.12)$$

次に (1.9) 式を m_s について微分すると

$$\frac{d\eta}{dm_s} = \frac{u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta) \cos\theta}{\sqrt{1 - u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta - K)^2}} - u \sin\theta$$

$$\frac{d^2\eta}{dm_s^2} = -\frac{u^2 \cos^2\theta}{\{1 - u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta - K)^2\}^{\frac{3}{2}}} < 0$$

したがって η は最大値を有し、その時の m_s を m_{sm} とし $\frac{d\eta}{dm_s} = 0$ より

$$m_{sm} = \frac{u \sin \varphi - \sin \theta}{u \cos \theta} = \frac{(u-1) \sin \theta - uK}{u \cos \theta} \quad (1.13)$$

$u < 1$ なる故、 $m_s < 0$ となる。

この時の η を η_{m2} として

$$\eta_{m2} = \frac{1 + K \sin \theta - u(1 + K^2 - 2K \sin \theta)}{\cos \theta} \quad (1.14)$$

$K=0$ の時は次の如くなる。

$$m_{sm} = \frac{(u-1) \sin \theta}{u \cos \theta} \quad (1.15)$$

$$\eta_{m2} = \frac{1-u}{\cos \theta} \quad (1.16)$$

1.23 負荷電流

$u = \frac{I_r}{E_s}$ より、 u は負荷電流を与えらるものである。(1.2)式を u についてとくと

$$u = \frac{1}{(1+m_s^2)(\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta)} \left\{ \sqrt{(1+m_s^2)(\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta)} - \eta^2 (\sin \varphi - m_s \cos \theta^2) - \eta (\cos \theta + m_s \sin \varphi) \right\} \quad (1.17)$$

(1.17)式を m_s について微分し、 $\frac{du}{dm_s} = 0$ とおくと、

$$m_s = -\eta \sin \varphi \frac{\eta \cos \theta \pm \sqrt{\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta}}{\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta - \eta^2 \cos^2 \theta} \quad (1.18)$$

こゝで符号(±)は(+)符号をとる。

$\frac{d^2 u}{dm_s^2} < 0$ であるから(1.18)式の与えらる m_s は u の最大値を与え、

この m_s を m_{sm} とし、この時の u を u_m とすると、

$$u_m = \frac{\sqrt{\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta} - \eta \cos \theta}{\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta} \quad (1.19)$$

$K=0$ の時は次の如くなる。

$$m_{sm} = \frac{\eta \sin \theta}{1 - \eta \cos \theta} \quad (1.20)$$

$$u_m = 1 - \eta \cos \theta \quad (1.21)$$

1.2.4 カ 率

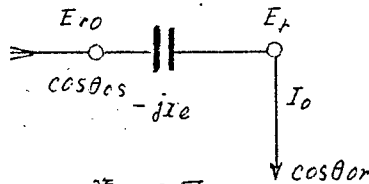
第 1.1 図にマ E_r 及び E_{r0} の点のカ率を求める。

$$\text{先づ } \dot{I}_c = I_c \cos \theta - j(I_c \sin \theta - I_c)$$

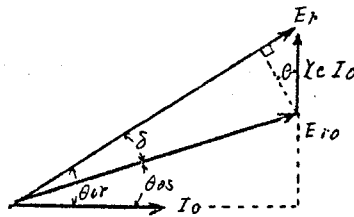
$$\begin{aligned} \text{より } \cos \theta_{or} &= \frac{I_c \cos \theta}{\sqrt{I^2 + I_c^2 - 2 I I_c \sin \theta}} \\ &= \frac{\cos \theta}{\sqrt{1 + K^2 - 2 K \sin \theta}} \quad (1.22) \end{aligned}$$

$$\sin \theta_{or} = - \frac{\sin \theta - K}{\sqrt{1 + K^2 - 2 K \sin \theta}} \quad (1.23)$$

次に第 1.2 図及び第 1.3 図より



第 1.2 図



第 1.3 図

$$\cos \delta = \frac{E_r - X_c \sin \theta}{E_{r0}}$$

$$\sin \delta = \frac{X_c \cos \theta}{E_{r0}}$$

$$\text{ただし, } X_c = X_c I_c$$

したがって

$$\begin{aligned}\cos \theta_{os} - \cos(\theta_{or} - \delta) &= \cos \theta_{or} \cos \delta + \sin \theta_{or} \sin \delta \\ &= \frac{E_r}{E_{ro}} \cos \theta_{or} \dots\dots\dots (1.24)\end{aligned}$$

$$\sin \theta_{os} = \frac{E_r \sin \theta_{or} - V_c}{E_{ro}} \dots\dots\dots (1.25)$$

故に (1.22) (1.23) 式を代入すれば、 $\cos \theta$ 或いは $\sin \theta$ と $\cos \theta_{os}$ 及び $\sin \theta_{os}$ の関係が求まる。

$$\text{又 } 1 + k^2 - 2k \sin \theta = (\sin \theta - k)^2 + \cos^2 \theta \leq 1 \dots\dots\dots (1.26)$$

何となれば $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$ $1 > k > 0$ であるから

したがって (1.22) 式より

$$\cos \theta_{or} > \cos \theta$$

又一般に $E_r > E_{ro}$ なる故 (1.24) 式より

$$\cos \theta_{os} > \cos \theta_{or}$$

力率は改善される。

$k = 0$ であつても、すなわち、直列コンデンサのみでも $\cos \theta_{os} > \cos \theta$ となり力率は改善される。

1.2.5 直列コンデンサ補償時の運転特性

直列コンデンサ補償時は前記各式において $k = 0$ とし、かつ、

$$m_s = m_o(1 - \eta)$$

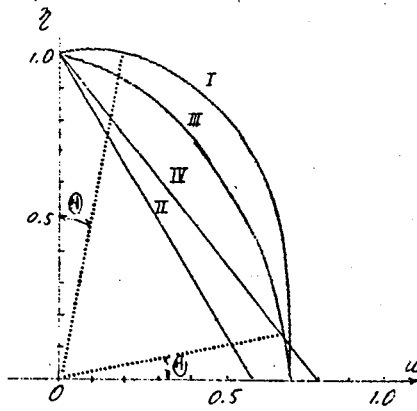
を考えると、直ちに求まる。

i) 受電電圧 η

E_s を基準にとれば受電電圧 $E_r = \eta$ となり

$$\begin{aligned}\eta &= \sqrt{1 - u^2 (\sin \theta - m_s \cos \theta)^2} \\ &\quad - u (\cos \theta + m_s \sin \theta) \dots\dots\dots (1.27)\end{aligned}$$

ここで η と u の関係は (1.2) 式と同様楕円となり、第 1.4 図に示す如く $\sin \theta$ と $m_s \cos \theta$ との関係により直線となる場合もある。



- I $\cos \theta = 0.6$ $\sin \theta \neq m_s \cos \theta$
 II $\cos \theta = 0.6$ $\sin \theta = m_s \cos \theta$
 III $\cos \theta = 0.8$ $\sin \theta \neq m_s \cos \theta$
 IV $\cos \theta = 0.8$ $\sin \theta = m_s \cos \theta$

第 1.4 図

この η と m_s との関係は (1.15) (1.16) 式に示す如く或る m_{sm} の値で η が最大となる。すなわち

$$m_{sm} = \frac{(u-1) \sin \theta}{u \cos \theta} \quad (1.15)$$

$$\eta_m = \frac{1-u}{\cos \theta} \quad (1.16)$$

これより直列コンデンサは力率が悪い方が効果が大いことがわかる。

ここで $u < 1$

であるから $m_{sm} < 0$ すなわち $\theta > 1$ 過補償となる。

$$\text{又 (1.16) 式より } 1-u \geq \cos \theta \quad (1.28)$$

ならば $\eta_m \geq 1$

すなわち、受電電圧 E_r が送電電圧 E_s より大なる場合も起りうる。

$$\sin \theta - m_s \cos \theta = \sqrt{1+m_s^2} \sin (\theta - \varphi) \quad (1.29)$$

$$\cos \theta + m_s \sin \theta = \sqrt{1+m_s^2} \cos (\theta - \varphi) \quad (1.30)$$

$$\text{ただし, } \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1+m_s^2}}$$

$$\sin \varphi = \frac{m_s}{\sqrt{1+m_s^2}}$$

$$\begin{aligned} \text{とおくと } \mathcal{V} &= \sqrt{1-u^2(1+m_s^2)\sin^2(\theta-\varphi)} \\ &\quad -u\sqrt{1+m_s^2}\cos(\theta-\varphi) \end{aligned}$$

ここで $\mathcal{V} \geq 1$ なる条件を求めると

$$\cos(\theta-\varphi) \leq -\frac{u\sqrt{1+m_s^2}}{2}$$

$$\text{これは又 } \cos \theta + m_s \sin \theta \leq -\frac{u}{2}(1+m_s^2) \quad (1.31)$$

となり (1.31) 式を満足する場合は $\mathcal{V} \geq 1$ となる。このことは又

$$\cos \theta + m_s \sin \theta < 0 \quad (1.32)$$

である。一般には (1.32) 式で十分であるが、 u が大きな影響を持つこと。又 u があまり大きな値では (1.31) 式は成立し得ないことがわかる。したがって (1.31) 式より u の範囲としては

$$0 \leq u \leq -\frac{2}{1+m_s^2}(\cos \theta + m_s \sin \theta) \quad (1.33)$$

で与えられる。ただし、 $\cos \theta + m_s \sin \theta < 0$ なる条件のもとである。

この $\mathcal{V} \geq 1$ は配電線においては $V \geq V_L$ であるために起るものであつて、柱上変圧器の励磁電流が直列コンデンサ設置点直後のものでは大巾に増加し、力率の悪化をまねき、益々電圧が上昇することになる。したがって変圧器タップの選定を適当に行なうことが必要となる。

ii) 線路電流

(1.17) 式において $K=0$ すなわち、 $\sin \varphi = \sin \theta$ とおくと

線路電流 $I_0 = I$ とはり、 $u = \frac{I_r}{E_s}$ として与えられる。

すなわち、

$$u = \frac{1}{1+m_s^2} \left[\sqrt{1+m_s^2 - \eta^2 (\sin \theta - m_s \cos \theta)^2} - \eta (\cos \theta + m_s \sin \theta) \right] \quad (1.34)$$

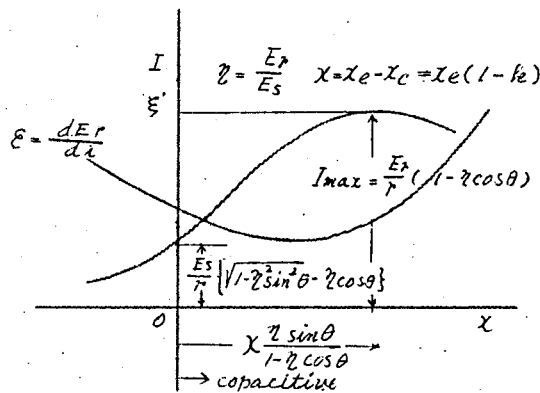
m_s の変化すなわち直列コンデンサオーム数の変化による u の変化は (1.20) (1.21) 式の

$$m_{sm} = \frac{\eta \sin \theta}{1 - \eta \cos \theta} \quad (1.20)$$

$$u_m = 1 - \eta \cos \theta \quad (1.21)$$

より m_{sm} にて最大値 u_m となる。この様相を第 1.5 図に示す。

ただし、 $m_s = \frac{x}{r}$ $u = \frac{I_r}{E_s}$ $\eta = \frac{E_r}{E_s}$



第 1.5 図

より I , r , x 及び E_s , E_r にて示した。

このことは直列コンデンサは幾ら挿入しても電流は或る限度を越えない。(ただし受電電圧、負荷力率一定として)

iii) 電圧脈動率

電流が変動すると、受電電圧は変動する。

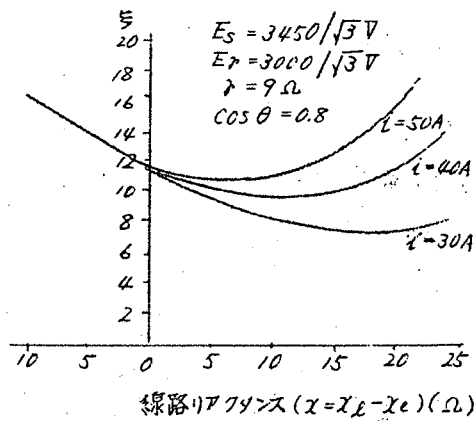
今 $-\frac{dE_r}{xI} = \epsilon$ において、これを電圧脈動率と定義する。

$$\xi = \frac{dE_r}{dI} = -I \frac{d\eta}{du}$$

したがって、(1.27)式を(1.28)式に代入すると

$$-\frac{d\eta}{du} = + \frac{u(\sin\theta - m_s \cos\theta)^2}{\sqrt{1-u^2(\sin\theta - m_s \cos\theta)^2}} + \cos\theta + m_s \sin\theta \quad (1.35)$$

これより \$\xi\$ は計算できる。第 1.16 図にその一例を示す。



第 1.16 図

この図より \$\xi\$ の最小値は電流の増大に伴ない左方すなわち、直列コンデンサオーム数の小さい方に移動する。したがって、電圧変動率を小さくする目的で、直列コンデンサを挿入する場合には電流の値により最適な直列コンデンサオーム数に変化するから十分の検討を必要とする。

1.2.6 並列コンデンサ補償時の運転特性

並列コンデンサ補償時は前記各式において $m_s = m_0 = \frac{I_0}{I}$ として求まる。

1) 受電電圧

(1.8) 式より

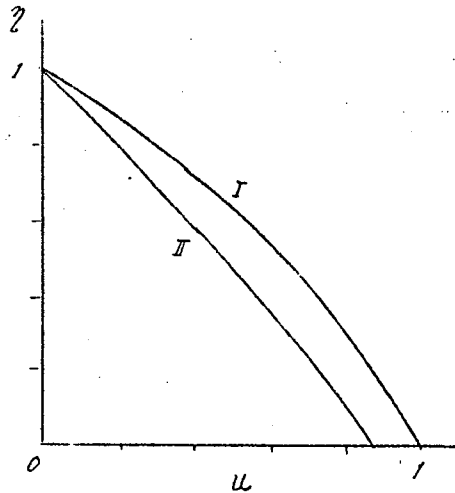
$$\eta = \sqrt{1 - u^2 (\sin \theta - m_0 \cos \theta - K)^2} - u \{ \cos \theta + m_0 (\sin \theta - K) \} \quad (1.36)$$

$$\text{或いは } \eta = \sqrt{1 - u^2 (\sin \varphi - m_0 \cos \theta)^2} - u (\cos \theta + m_0 \sin \varphi) \quad (1.37)$$

並列コンデンサが負荷の無効電力を完全に補償している場合、即ち $K = \sin \theta$ の場合は

$$\eta = \sqrt{1 - u^2 m_0^2 \cos^2 \theta} - u \cos \theta \quad (1.38)$$

又、 η と u の関係は楕円となり第 1.7 図に示す如くなる。



I : $K = \sin \theta$

II : $K \neq \sin \theta$

第 1.7 図

η の最大を与える K は (1.10) (1.11) 式より

$$K_m = \sin \theta - m_0 \cos \theta + \frac{m_0}{u \sqrt{1 + m_0^2}} \quad (1.39)$$

この時の η を η_m とすると

$$\eta_m = \sqrt{1 + m_0^2} \{ 1 - u \sqrt{1 + m_0^2} \cos \theta \} \quad (1.40)$$

今 $u = 0$ 即ちコンデンサのない場合を考えると、(1.1) 式より

$$\begin{aligned}\dot{E}_s &= E_r + j I_c (r + j \lambda L) \\ &= E_r + j I_c r (1 + j m_o)\end{aligned}$$

ここで $\eta_c = \frac{E_r}{E_s}$ $u_c = \frac{I_c r}{E_s}$ とおくと

$$\eta_c^2 - 2m_o u_c \eta_c + (1 + m_o^2) u_c^2 - 1 = 0 \quad (1.41)$$

$$\eta_c = m_o u_c + \sqrt{1 - u_c^2} \quad (1.42)$$

又 $u_c = K u$ とおけるから

$$\eta_c = m_o K u + \sqrt{1 - m_o^2 K^2 u^2} \quad (1.43)$$

η_c を最大ならしめる K は

$$K = \frac{m_o}{u \sqrt{1 + m_o^2}} \quad (1.44)$$

この時の η_c を η_{cm} として

$$\eta_{cm} = \sqrt{1 + m_o^2} \quad (1.45)$$

したがって (1.40) 式は次の如くにも表現される。

$$\eta_m = \eta_{cm} - u \eta_{cm}^2 \cos \theta \quad (1.46)$$

即ちコンデンサ単独負荷の場合より高くなり得ない。

ii) 線路電流

(1.17) 式において m_s を m_o とおけば求まる。即ち

$$u = \frac{1}{(1 + m_o^2)(\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta)} \left\{ \sqrt{(1 + m_o^2)(\sin^2 \varphi + \cos^2 \theta)} \eta^2 (\sin \varphi - m_o \cos \theta) - \eta (\cos \theta + m_o \sin \varphi) \right\} \quad (1.47)$$

iii) カ 率

並列コンデンサによるカ率改善は

$$\dot{I}_o = I \cos \theta - j(I \sin \theta - I_c)$$

より (1.22) (1.23) 式から

$$\cos \theta_{or} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{1+K^2-2K \sin \theta}}$$

$$\sin \theta_{or} = -\frac{\sin \theta - K}{\sqrt{1+K^2-2K \sin \theta}}$$

で $\cos \theta_{or} > \cos \theta$

となる。

1.2.7 直列コンデンサと並列コンデンサの比較

直列コンデンサ及び並列コンデンサの各々の場合の配電線の運転特性について検討したが、次に両者の比較を行なう。このため先の理論式を次の如く変形する。(1.1)式より

$$\begin{aligned} E_r^2 + I^2(Z^2 + X_c^2) + I_c^2(Z^2 + X_c^2) - 2I_c^2 X_c Z \sin \phi + 2E_r I Z \cos(\theta - \phi) \\ - 2E_r I X_c \sin \theta - 2E_r I_c Z \sin \phi + 2E_r I_c X_c - 2II_c Z^2 \sin^2 \phi \sin \theta \\ + 4II_c X_c Z \sin \phi \sin \theta - 2II_c X_c^2 \sin \theta - 2I_c^2 X_c Z \sin \phi - 2II_c Z^2 \cos^2 \phi \sin \theta \\ = E_s^2 \quad \dots\dots\dots (1.48) \end{aligned}$$

ただし $Z^2 = r^2 + X_L^2$, $\tan \phi = \frac{X_L}{r}$

一方、無損の場合には負荷電流を I_0 として

$$E_r^2 + Z^2 I_0^2 + 2E_r I_0 Z \cos(\theta - \phi) = E_s^2 \quad \dots\dots\dots (1.49)$$

上記2式の左辺を等置し、両辺を $Z^2 I_0^2$ で割ると

$$\begin{aligned} U_0 = \frac{Z I_0}{E_s} \quad \eta_0 = \frac{E_r}{E_s} \\ Q_c = E_r I_c \\ 1 + \frac{2E_r}{Z I_0} \cos(\theta - \phi) = \frac{I^2}{I_0^2} + \frac{X_c^2 I^2}{Z^2 I_0^2} + \frac{Q_c^2}{E_r^2 I_c^2} + \frac{X_c^2 I_c^2}{Z_0^2 I_0^2} - 2 \frac{Q_c^2 X_c}{E_r^2 Z I_0^2} \sin \phi \\ + 2 \frac{E_r I}{Z I_0^2} \cos(\theta - \phi) - 2 \frac{E_r I X_c}{Z_0^2 I_0^2} \sin \theta - 2 \frac{Q_c}{Z I_0^2} \sin \phi + 2 \frac{Q_c X_c}{Z^2 I_0^2} \\ - 2 \frac{I Q_c}{E_r I_0^2} \sin \theta - 2 \frac{X_c I^2}{Z I_0^2} \sin \phi + 4 \frac{I Q_c X_c}{I_0 E_r} \sin \phi \sin \theta \end{aligned}$$

$$-2 \frac{I Q_c X_c'}{I_o^2 Z^2 E_r} \sin \theta - 2 \frac{I_c^2 \alpha_c^2 X_c}{Z I_o^2 E_r^2} \sin \phi \dots\dots\dots (1.50)$$

こゝで $A = \frac{I}{I_o}$: 有効度

$K_p = \frac{Q_c}{E_r I_o}$: 補償率 並列コンデンサ

$K_s = \frac{X_c I^2}{E_r I_o}$: 補償率 直列コンデンサ

(注) i) 有効度 A

有効度とは何れの補償も行はわれない場合或る負荷をとりある受電電圧である線路において直列コンデンサ又は並列コンデンサの補償をした場合補償前の受電電圧で補償前の負荷電流の幾倍の電流をとることができるかを示したものの値は次の如くにも變形できて

$$A = \frac{I}{I_o} = \frac{E_r I}{E_r I_o} > 1$$

より皮相電力の増加の程度を示す。

ii) 補償率

K_p : 負荷の皮相電力に対する並列コンデンサ容量の割合

K_s : 負荷の皮相電力に対する直列コンデンサ容量の割合

前記補償度 k との関連を次に求める。

$$\begin{aligned} K_s &= \frac{X_c I^2}{E_r I_o} = \frac{k_e X_e I^2}{E_r I_o} = k_e \frac{Z I_o I^2}{E_r I_o^2} \sin \phi \\ &= k_e \frac{U_o A^2}{Z_o} \sin \phi \dots\dots\dots (1.51) \end{aligned}$$

即ち K_s の中に k が含まれ、線路の X_e/r も入れることになる。

i) 直列コンデンサ補償 (1.50)式において $I_c = 0$ とおくと

$$\frac{\eta_o^2}{A^2 U_o^2} K_s^2 - 2 \frac{\eta_o}{U_o} \left\{ \sin \phi + \frac{\eta_o}{A U_o} \sin \theta \right\} K_s + A^2 + \frac{2\eta_o}{U_o} (A-1) \cos(\theta-\phi) - 1 = 0 \quad (1.52)$$

ii) 並列コンデンサ補償 (1.50)式において $I_c = 0$ とおくと

$$K_p^2 - 2 \left\{ \frac{\eta_o}{U_o} \sin \phi + A \sin \theta \right\} K_p + A^2 + \frac{2\eta_o}{U_o} (A-1) \cos(\theta-\phi) - 1 = 0 \quad (1.53)$$

今、直列コンデンサ容量を Q_{cs} 、並列コンデンサ容量を Q_{cp} とおく

と

$$K_p = \frac{Q_{cp}}{E_p I_o}, \quad K_s = \frac{I_c I_o^2}{E_p I_o} = \frac{Q_{cs}}{E_p I_o}$$

となる。ここで $Q_{cs} = n Q_{cp}$ とおくと

$$K_s = n K_p \quad (1.54)$$

(1.52)(1.53)式で同じ有効度 η_o 、 U_o 、 $\cos \theta$ 、 $\sin \phi$ が同じであるとする。と両式より次式をうる。

$$\begin{aligned} & \frac{n\eta_o^2}{A^2 U_o^2} K_p^2 - 2n \frac{\eta_o}{U_o} \left(\sin \phi + \frac{\eta_o}{A U_o} \sin \theta \right) K_p \\ &= K_p^2 - 2 \left(\frac{\eta_o}{U_o} \sin \phi + A \sin \theta \right) K_p \\ & \left(\frac{n\eta_o^2}{A^2 U_o^2} - 1 \right) K_p = 2 \left\{ \frac{\eta_o}{U_o} (n-1) \sin \phi + \left(\frac{n\eta_o^2}{A U_o^2} - A \right) \sin \theta \right\} \quad (1.55) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{又は } & \frac{\eta_o^2}{A^2 U_o^2} K_p - 2 \frac{\eta_o}{U_o} \left(\sin \phi + \frac{\eta_o}{A U_o} \sin \theta \right) \} n \\ &= K_p - 2 \left(\frac{\eta_o}{U_o} \sin \phi + A \sin \theta \right) \quad (1.56) \end{aligned}$$

故に

$$n = \frac{A^2 U_o^2 K_p - 2 A^2 U_o (\eta_o \sin \phi + A U_o \sin \theta)}{\eta_o^2 K_p - 2 A \eta_o (A U_o \sin \phi + \eta_o \sin \theta)} \quad (1.57)$$

一般に $n < 1$ であるから

$$Q_{cs} < Q_{cp}$$

即ち直列コンデンサの方が容量は小さい。

○最大有効度

直列コンデンサでも並列コンデンサでも有効度に限度がある。今各々の場合の最大有効度を求めると次の如くなる。

$$i) \text{ 直列コンデンサ } A_{sm} = \frac{1 - \eta_0 \cos \theta}{U_0 \cos \phi} \dots\dots\dots (1.58)$$

$$\text{この時の補償率 } K_s = \frac{(1 - \eta_0 \cos \theta)(\sin \phi + \eta_0 \cos \phi \sin \theta)}{U_0 \cos^2 \phi} \dots\dots\dots (1.59)$$

$$ii) \text{ 並列コンデンサ } A_{pm} = \frac{1 - \eta_0 \cos \phi}{U_0 \cos \theta} \dots\dots\dots (1.60)$$

$$K_p = \frac{\sin \theta - \eta_0 \sin(\theta - \phi)}{U_0 \cos \theta} \dots\dots\dots (1.61)$$

1.2.8 直列コンデンサ及び並列コンデンサの所要容量

i) 直列コンデンサ所要容量 Q_{cs}

$$Q_{cs} = 3 X_c I^2$$

(1.4) 式より

$$U^2 m_s^2 + 2U\eta m_s \sin \theta + \eta^2 + 2U\eta \cos \theta + U^2 - 1 = 0$$

これより m_s を求めると

$$\begin{aligned} m_s &= \frac{1}{U^2} \left\{ -U\eta \sin \theta \pm \sqrt{U^2 \eta^2 \sin^2 \theta - 2U^3 \eta \cos \theta - U^2 \eta^2 - U^4 + U^2} \right\} \\ &= \frac{1}{U} \left\{ -\eta \sin \theta + \sqrt{1 - (U + \eta \cos \theta)^2} \right\} \dots\dots\dots (1.62) \end{aligned}$$

故に $X_L - X_C = m_s r$

であり、かつ (1.62) 式の m_s は負になることから

$$\begin{aligned} X_C &= m_s r - X_L \\ &= \frac{1}{U} \left\{ r \sqrt{1 - (U + \eta \cos \theta)^2} - r \eta \sin \theta - U X_L \right\} \dots\dots\dots (1.63) \end{aligned}$$

$$\text{故に } Q_{cs} = \frac{3 I^2}{U} \left\{ r \sqrt{1 - (U + \eta \cos \theta)^2} - r \eta \sin \theta - U X_L \right\} \dots\dots\dots (1.64)$$

尚 (1.62) 式の $\sqrt{\quad}$ 中は正であるべきだから

$$1 - (\mathcal{U} + \eta \cos \theta)^2 = (1 + \mathcal{U} + \eta \cos \theta)(1 - \mathcal{U} - \eta \cos \theta) \geq 0$$

よって $1 - \mathcal{U} - \eta \cos \theta \geq 0$

より $\mathcal{U} \leq 1 - \eta \cos \theta$

よって \mathcal{U} の最大は $\mathcal{U}_m = 1 - \eta \cos \theta$ と (1.21) 式がえられる。

ii) 並列コンデンサ容量 Q_{cp}

(1.5) 式より k を求めると

$$k = \frac{1}{\mathcal{U}(1+m_o^2)} \left[m_o \eta + \mathcal{U}(1+m_o^2) \sin \theta + \sqrt{1+m_o^2 - \{\eta + \mathcal{U}(1+m_o^2) \cos \theta\}^2} \right] \quad \dots (1.65)$$

又 $k = \frac{Q_{cp}}{W_r}$

より $Q_{cp} = 3kW_r$

$$= \frac{3W_r}{\mathcal{U}(1+m_o^2)} \left[m_o \eta + \mathcal{U}(1+m_o^2) \sin \theta + \sqrt{1+m_o^2 - \{\eta + \mathcal{U}(1+m_o^2) \cos \theta\}^2} \right] \quad \dots (1.66)$$

(1.66) 式中 $\sqrt{\quad}$ 中は正であるべきだから

$$1 + m_o^2 - \{\eta + \mathcal{U}(1+m_o^2) \cos \theta\}^2 \geq 0$$

より $\sqrt{1+m_o^2} - \eta - \mathcal{U}(1+m_o^2) \cos \theta \geq 0$

故に $\eta \leq \sqrt{1+m_o^2} \{1 - \mathcal{U} \sqrt{1+m_o^2} \cos \theta\}$

となり (1.40) 式で求めた η の最大を与えり式となる。

今、与えられた線路で $\eta, \mathcal{U}, \cos \theta, m_o$ が定められたとする。

(1.4) (1.5) 式より

$$\eta^2 + 2\mathcal{U}\eta \{ \cos \theta + m_o(1-k) \sin \theta \} + \mathcal{U}^2 \{ 1 + m_o^2(1-k)^2 \} - 1 = 0$$

$$\eta^2 + 2\mathcal{U}\eta \{ \cos \theta + m_o(\sin \theta - k) \} + \mathcal{U}^2 (1+m_o^2)(1+k^2 - 2k \sin \theta) - 1 = 0$$

この2式が等値であるためには

$$\cos \theta + m_o(1-k) \sin \theta = \cos \theta + m_o(\sin \theta - k) \quad \dots (1.67)$$

$$1 + m_o^2(1-k)^2 = (1+m_o^2)(1+k^2 - 2k \sin \theta) \quad \dots (1.68)$$

の両式が連立して成立すればよい。

$$(1.67) \text{ 式より } K = k \sin \theta$$

(1.68) 式に代入して

$$1 + m_o^2 (1 - k)^2 = (1 + m_o^2) (1 + k^2 \sin^2 \theta - 2k \sin^2 \theta)$$

$$\text{これより } \cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + m_o^2}} \quad \sin \theta = \frac{m_o}{\sqrt{1 + m_o^2}} \quad (1.69)$$

即ち力率角が線路のインピーダンス角に等しいことを示す。ただし k キズ

$$\text{故に } K = \frac{m_o k}{\sqrt{1 + m_o^2}} \quad (1.70)$$

$$\text{一方 } Q_{cs} = k m_o r I^2 \quad \therefore m_o k = \frac{Q_{cs}}{r I^2}$$

$$Q_{cp} = K E_r I$$

であるから

$$\begin{aligned} Q_{cp} &= \frac{m_o k}{\sqrt{1 + m_o^2}} E_r I \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + m_o^2}} \cdot \frac{Q_{cs}}{r I^2} \cdot E_r I = \frac{1}{\sqrt{1 + m_o^2}} \cdot \frac{2}{u} Q_{cs} \\ &= \xi Q_{cs} \quad (1.71) \end{aligned}$$

$$\text{ただし } \xi = \frac{1}{\sqrt{1 + m_o^2}} \cdot \frac{2}{u}$$

$$\text{しなるに } m_o \leq \frac{\sqrt{2^2 - u^2}}{u}$$

が通常の配電線では成立つたの

$$\xi \geq 1$$

$$\text{が成立し } Q_{cp} \geq Q_{cs}$$

となり、同じ効果を配電線に期待する場合並列コンデンサの方が容量が大きくなる。

$$\text{次に } k = 2 \text{ の場合は } K = 2 \sin \theta \quad \text{となり}$$

完全補償 即ち $K = \sin \theta$ の場合の 2 倍の並列コンデンサと直列コンデンサ 200% 補償時が同一となる。

(注)

有効度について

(1.58) (1.60) 式を $\cos \theta$ で微分してみる.

$$\frac{d A_{sm}}{d(\cos \theta)} = \frac{-\eta_0}{U_0 \cos \theta} < 0 \dots\dots\dots (1.72)$$

$$\frac{d A_{pm}}{d(\cos \theta)} = \frac{-U_0}{U_0^2 \cos^2 \theta} (1 - \eta_0 \cos \theta) \dots\dots\dots (1.73)$$

又 $\cos \phi$ で微分すると

$$\frac{d A_{sm}}{d(\cos \phi)} = \frac{-U_0}{U_0^2 \cos^2 \phi} (1 - \eta_0 \cos \theta) \dots\dots\dots (1.74)$$

$$\frac{d A_{pm}}{d(\cos \phi)} = \frac{-\eta_0}{U_0 \cos \theta} < 0 \dots\dots\dots (1.75)$$

i) 力率による変化

(1.72) 式より力率が良い方が直列コンデンサの場合有効度がおちる. 並列コンデンサの場合は $1 - \eta_0 \cos \theta > 0$ ならば力率が良い方が有効度はおちる. しかし $1 - \eta_0 \cos \theta < 0$ なる時は反対となる.

ii) 線路定数による変化

$$\cos \phi = \frac{1}{\sqrt{1 + m_0^2}}$$

であるから $m_0 = \frac{X_L}{r}$ で X_L が大きくなると $\cos \phi$ は小さくなる. したがって

直列コンデンサの場合

$1 - \eta_0 \cos \theta > 0$ ならば m_0 の大きい方が有効度は上り.

$1 - \eta_0 \cos \theta < 0$ m_0 の大きい方が有効度が下る.

並列コンデンサの場合

m_0 の大きい方が有効度は上る.

1.3 過渡運転特性

1.3.1 線路故障時

直列コンデンサ補償時の配電線はL-C-R 直列回路であり、回路の固有振動の発生が故障時には考えられ直列コンデンサ非補償時に直流分の発生があつたものが、振動成分に変わることもあり、通常の考えとはちがった様相を呈する。

i) 一線接地時

配電線の場合は中柱点非接地の場合が多い。この時の接地電流を求めると

$$I_0 = \frac{3 V_f}{Z_0 + Z_1 + Z_2} \quad (1.76)$$

V_f : 接地点の相電圧

Z_0, Z_1, Z_2 : 零相, 正相, 逆相インピーダンス

今 $Z_1 = Z_2$ であるとして

$$I_0 = \frac{3 V_f}{Z_0 + 2 Z_1}$$

しかるに非接地の場合は $Z_0 \gg 2 Z_1$ であり、直列コンデンサが挿入されても零相インピーダンスは殆んど変化しない。したがって直列コンデンサの有無による変化はないと考えてよい。

ii) 二線短絡時

接地の場合は零相分電流は非接地の場合、極めて少ないが、二線短絡時は故障電流 I_f は次式で与えられ

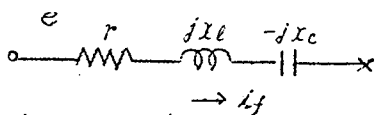
$$I_f = \frac{V_f}{Z_1 + Z_2} \quad (1.77)$$

したがって直列コンデンサの影響が出て来る。この場合はL-C-R 回路となり固有振動について注意が必要である。

iii) 三相短絡時

$$I_f = \frac{V_f}{Z_1} \quad (1.78)$$

二線短絡時と同様に固有振動について注意が必要となる。今第1.8の如き線路を考え、短絡電流の係相を検討する。この場合の電流は次の三通りとなる。



ただし $e = E_m \sin(\omega t + \varphi)$ とする。

第 1.8 図

○ $(1 - 4k m_o^2) > 0$ の時

$$i = I_m \left\{ \sin(\omega t + \varphi - \phi) + \frac{\omega_0}{\gamma} E^{-\alpha t} \sin(\varphi - \phi) \sinh(\gamma t - \phi_r) - \frac{\omega_0^2}{\omega \gamma} E^{-\alpha t} \cos(\varphi - \phi) \sinh \gamma t \right\} \dots (1.79)$$

○ $(1 - 4k m_o^2) = 0$ の時

$$i = I_m \left\{ \sin(\omega t + \varphi - \phi) - (1 - \alpha t) E^{-\alpha t} (\varphi - \phi) - \frac{\alpha t}{\omega} E^{-\alpha t} \cos(\varphi - \phi) \right\} \dots (1.80)$$

○ $(1 - 4k m_o^2) < 0$ の時

$$i = I_m \left\{ \sin(\omega t + \varphi - \phi) + \frac{\omega_0}{\beta} E^{-\alpha t} \sin(\varphi - \phi) \sin(\beta t - \phi_\beta) - \frac{\omega_0^2}{\omega \beta} E^{-\alpha t} \cos(\varphi - \phi) \sin \beta t \right\} \dots (1.81)$$

ただし $I_m = \frac{E_m}{r \sqrt{1 + m_s^2}}$

$$\tan \phi = \frac{1}{\gamma} (\chi_l - \chi_c) = m_s$$

$$\tan \phi_r = \frac{\gamma}{\alpha} \quad \tan \phi_\beta = \frac{\beta}{\alpha}$$

$$\alpha = \frac{r}{2\chi_l} \omega = \frac{\omega}{2m_o} \quad \beta = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad \gamma = \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} = k \omega^2$$

したがって $\gamma = \frac{\omega}{2m_o} \sqrt{1 - 4k m_o^2}$

$$\beta = \frac{\omega}{2m_0} \sqrt{4km_0^2 - 1}$$

$$\tan \varphi_\beta = \sqrt{1 - 4km_0^2} \quad , \quad \tan \varphi_\beta = \sqrt{4km_0^2 - 1}$$

一般に配電線では $1 - 4km_0^2 < 0$ であるので (1.81) 式の場合が多い。
即ち振動時には固有周波数の振動が重畳する。即ちその周波数 f_n は

$$2\pi f_n = \frac{\omega}{2m_0} \sqrt{4km_0^2 - 1} = \omega \sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}} \quad \dots\dots\dots (1.82)$$

この場合の k は電源リアクタンス、変圧器リアクタンスに線路リアクタンスを加えたものであるから $k < 1.0$ であり、 f_n は電源周波数より低次のものとなる。

今 (1.81) 式を書直すと

$$i = \frac{E_m}{k\sqrt{1+m_0^2}} \left\{ \sin(\omega t + \varphi - \phi) + \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}}} \varepsilon^{-\frac{\omega}{2m_0}t} \sin(\varphi - \phi) \sin\left(\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}} t - \varphi_\beta\right) \right. \\ \left. - \frac{k}{\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}}} \varepsilon^{-\frac{\omega}{2m_0}t} \cos(\varphi - \phi) \sin\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}} \omega t \right\} \quad \dots\dots\dots (1.83)$$

この場合の直列コンデンサ端子電圧、 v_c は次の如くなる。

$$v_c = \frac{1}{C} \int i dt = \frac{I_m}{\omega C} \left\{ -\cos(\omega t + \varphi - \phi) + \frac{\omega}{\beta} \varepsilon^{-\beta t} \cos(\varphi - \phi) \sin(\beta t - \varphi_\beta) \right. \\ \left. - \frac{\omega}{\beta} \varepsilon^{-\beta t} \sin(\varphi - \phi) \sin \beta t \right\} \quad \dots\dots\dots (1.84)$$

これは又

$$v_c = E_{cm} \left\{ -\cos(\omega t + \varphi - \phi) + \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}}} \varepsilon^{-\frac{\omega}{2m_0}t} \cos(\varphi - \phi) \sin\left(\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}} \omega t - \varphi_\beta\right) \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}}} \sin(\varphi - \phi) \sin\sqrt{k - \frac{1}{4m_0^2}} \omega t \right\} \quad \dots\dots\dots (1.85)$$

$$\text{又 } E_{cm} = \frac{I_m}{\omega C}$$

$$(1.83)(1.85) \text{ 式にて } \varphi = \phi \quad \dots\dots\dots (1.86)$$

即ち $\tan \psi = \tan \phi = m_s = m_0 (1 - k_e)$

ならば $i = \frac{E_m}{r \sqrt{1+m_s^2}} \left\{ \sin \omega t - \frac{k_e}{\sqrt{k_e - \frac{1}{4m_0^2}}} e^{-\frac{\omega}{2m_0} t} \sin \left(\sqrt{k_e - \frac{1}{4m_0^2}} \omega t \right) \right\} \dots (1.87)$

$uc = E_c m \left[-\cos \omega t + \frac{\sqrt{k_e}}{\sqrt{k_e - \frac{1}{4m_0^2}}} e^{-\frac{\omega}{2m_0} t} \sin \left(\sqrt{k_e - \frac{1}{4m_0^2}} \omega t - \psi_\beta \right) \right] \dots (1.88)$

となる。

配電線では抵抗分が大きいので m_0 が 1 の前後となり、送電線の場合の如く $\frac{1}{m_0}$ が零に近くないため上式中で $m_0 \simeq 0$ とおくことができない。

したがって上式の最大値を求めることが出来ない。そこでアナログコンピュータを用いて最大値について求めると第 1.9 図に示す曲線となる。

この図において過電流倍数とは短絡電流の定常値に対する最大値の倍数であり、定常値を i_s 、最大値を i_{max} とすると i_{max}/i_s を示している。この場合の i_s は次式で与えられる。

$$i_s = \frac{E_m}{r} \frac{1}{\sqrt{1+m_0^2(1-k_e)^2}} \dots (1.89)$$

$$= \frac{E_m}{r} \cdot \eta$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{1+m_0^2(1-k_e)^2}} \dots (1.90)$$

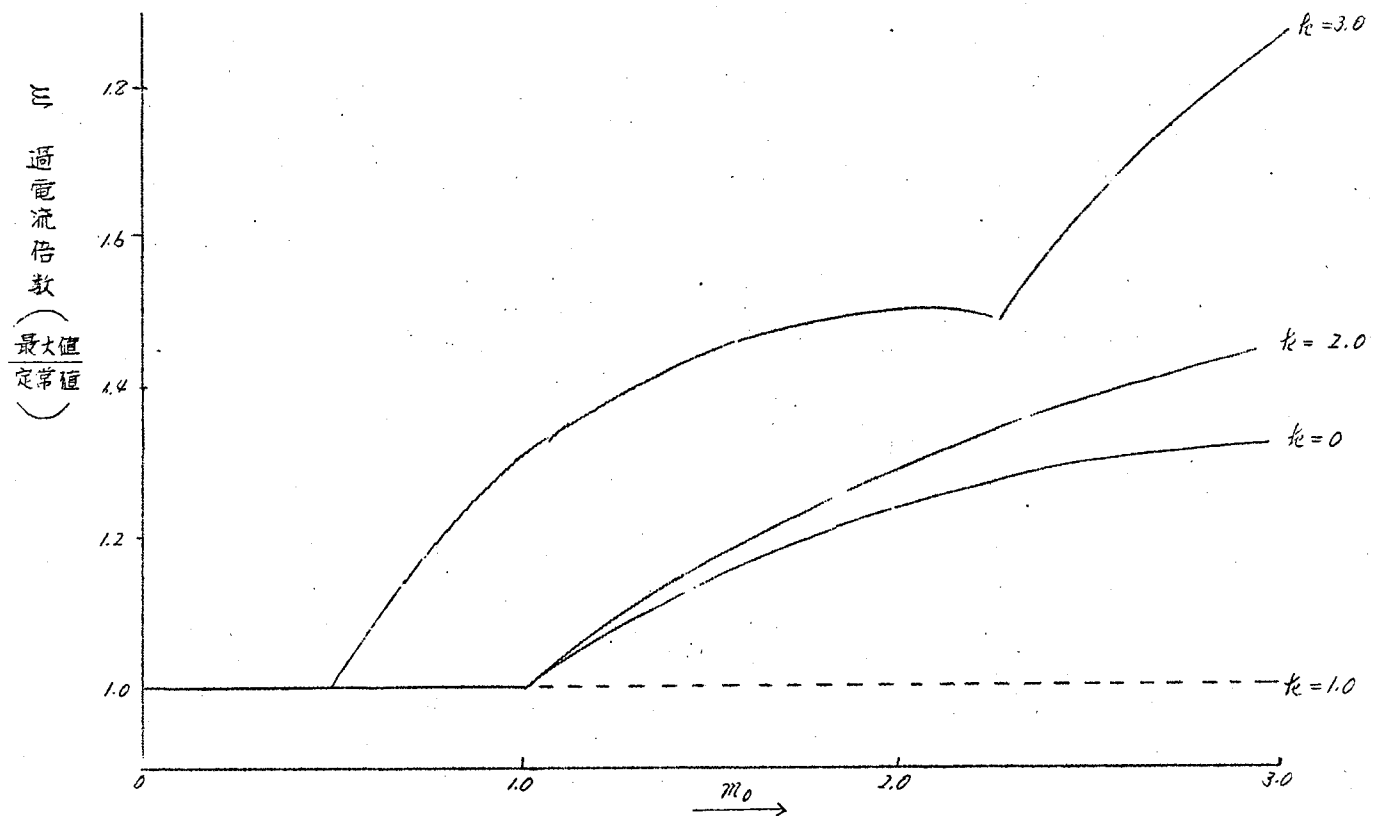
この η を第 1.10 図に示す。

したがって三相短絡電流 i_f は次式で与えられる。

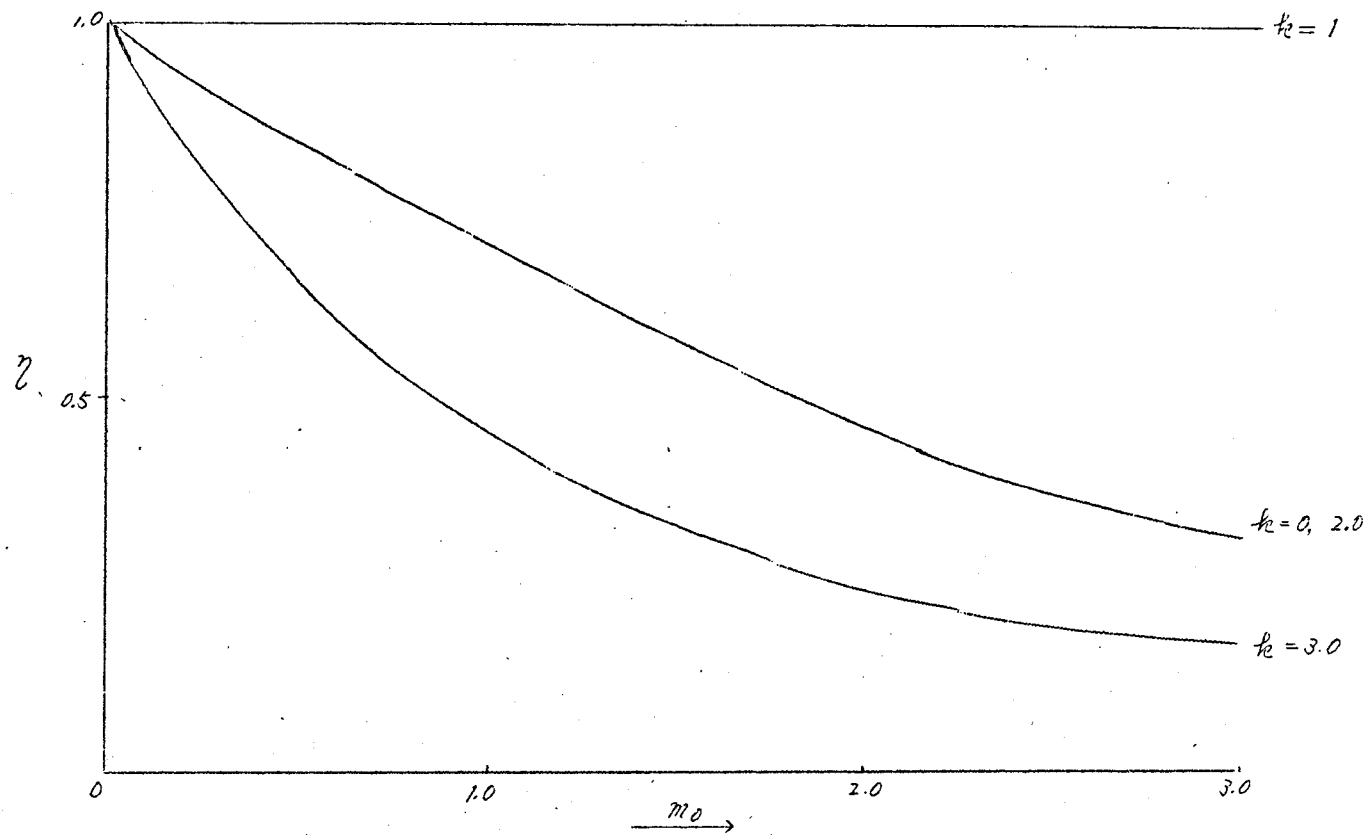
$$i_f = \frac{E_m}{r} \approx \eta \dots (1.91)$$

以上は三相短絡電流の値について検討したが、変化の様相について検討してみる。

先づ電源電圧を $E_m \sin(\omega t + \psi)$ とおき抵抗分を無視すると、



第1.9圖 三相短絡電流倍數



第 1.10 图

$$i = \frac{E_m}{X_L(1-k)} e^{j(\varphi - \frac{\pi}{2})} \left\{ e^{j\omega t} - \frac{1+\sqrt{k}}{2} e^{j\sqrt{k}\omega t} - \frac{1-\sqrt{k}}{2} e^{-j\sqrt{k}\omega t} \right\} \dots\dots (1.92)$$

$$= \dot{I}_f (e^{j\omega t} - A_1 e^{j\sqrt{k}\omega t} - A_2 e^{-j\sqrt{k}\omega t}) \dots\dots\dots (1.93)$$

$$\text{ただし } \dot{I}_f = \frac{E_m}{X_L(1-k)} e^{j(\varphi - \frac{\pi}{2})}$$

$$A_1 = \frac{1+\sqrt{k}}{2}$$

$$A_2 = \frac{1-\sqrt{k}}{2}$$

(1.93)式より定常成分は ω の角速度で回転する一定長のベクトルであり、2つの過渡成分は夫々 $\sqrt{k}\omega$ と $-\sqrt{k}\omega$ の角速度で回転する一定長さのベクトルである。これ等ベクトルの和は若し上式を角速度 ω を持つ回転座標系でなくと簡単に示すことができる。このために(1.93)式の両辺に $e^{-j\omega t}$ をかけると次式をうる。

$$i e^{-j\omega t} = \dot{I}_f \{ 1 - A_1 e^{j(\sqrt{k}-1)\omega t} - A_2 e^{-j(\sqrt{k}+1)\omega t} \} \dots\dots\dots (1.94)$$

これから定常成分は \dot{I}_f の固定ベクトルであり、過渡成分はちがった角速度で回転する一定長のベクトルである。ここで k は電源インピーダンスを含めた全リアクタンスに対する直列コンデンサの補償度であるから $k < 1$ である。第1.11図に(1.94)式をベクトル的に示す。今原点をOとし \overline{OQ} を単位長にとると、これが(1.94)式の右辺第1項を示し、O点より A_1 及び A_2 を半径とする円 K_1 、 K_2 をかくと、右辺第2項^{*3項}のベクトルはOを中心として角速度 $-(1-\sqrt{k})\omega$ 、 $-(1+\sqrt{k})\omega$ で円周上をまわる。この3つのベクトルの和がP点であり、この点の軌跡が電流の様相を示す。

\overline{OQ} をy軸 $E_m e^{j\varphi}$ をx軸にとると(1.94)式は j 倍され

$$\begin{aligned} \frac{j}{\dot{I}_f} &= j - jA_1 \cos(1-\sqrt{k})\omega t - A_1 \sin(1-\sqrt{k})\omega t \\ &\quad - jA_2 \cos(1+\sqrt{k})\omega t - A_2 \sin(1+\sqrt{k})\omega t \end{aligned}$$

故に P 点の座標は

$$\left. \begin{aligned} x &= -A_1 \sin(1-\sqrt{k_e})\omega t - A_2 \sin(1+\sqrt{k_e})\omega t \\ y &= 1 - A_1 \cos(1-\sqrt{k_e})\omega t - A_2 \cos(1+\sqrt{k_e})\omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.95)$$

或いは $(1-k_e)\omega t = T$ とおくと

$$\left. \begin{aligned} x &= -A_1 \sin T - A_2 \sin \frac{1+\sqrt{k_e}}{1-\sqrt{k_e}} T \\ y &= 1 - A_1 \cos T - A_2 \cos \frac{1+\sqrt{k_e}}{1-\sqrt{k_e}} T \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.96)$$

(1.96) 式は O を原点とし、 $\sqrt{k_e}$ を半径とする定円に $\frac{1-\sqrt{k_e}}{2}$ を半径とする円が外接しながらころがった時の軌跡即ち外サイクロイドである。次に直列コンデンサが三相同時に短絡されたとすると、この時の電流は

$$i_o = \frac{E_m \varepsilon^{j(\varphi-\frac{\pi}{2})}}{X_L} \varepsilon^{j\omega t} - \left(\frac{E_m \varepsilon^{j(\varphi-\frac{\pi}{2})}}{X_L} - \dot{I}_0 \right) \dots\dots\dots (1.97)$$

ただし \dot{I}_0 は短絡直前の電流

同様にして回転座標系を用いて

$$\dot{I}_0 \varepsilon^{-j\omega t} = \dot{I}_m - (\dot{I}_m - \dot{I}_0) \varepsilon^{-j\omega t} \dots\dots\dots (1.98)$$

ただし $\dot{I}_m = \frac{E_m}{X_L} \varepsilon^{j(\varphi-\frac{\pi}{2})}$

したがって固定ベクトル \dot{I}_m は第 1.11 図にて \overrightarrow{QM} にて与えられ、今 \dot{I}_0 を \overrightarrow{QP} で与えると過渡成分は \overrightarrow{MP} にて与えられ、M 点を中心にして $-\omega$ の角速度を有することになる。今曲線 G の Q 点における曲率半径 ρ を求める。曲率半径は次式で与えられる。即ち

$x = f(\tau)$, $y = g(\tau)$ の上の点では

$$\rho = \frac{\left\{ \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}}}{\left\{ \frac{d^2y}{d\tau^2} \cdot \frac{dx}{d\tau} - \frac{d^2x}{d\tau^2} \cdot \frac{dy}{d\tau} \right\}} \dots\dots\dots (1.99)$$

したがって (1.96) 式より

$$\frac{dx}{dT} = A_1 \sin T + \alpha A_2 \sin \alpha T$$

$$\frac{d^2x}{dT^2} = A_1 \cos T + \alpha^2 A_2 \cos \alpha T$$

$$\frac{dy}{dT} = A_1 \cos T + \alpha A_2 \cos \alpha T$$

$$\frac{d^2y}{dT^2} = -A_1 \sin T - \alpha^2 A_2 \sin \alpha T$$

したがって Q 点においては $T=0$ 故に

$$\frac{dx}{dT} = 0 \quad \frac{d^2x}{dT^2} = A_1 + \alpha^2 A_2$$

$$\frac{dy}{dT} = A_1 + \alpha A_2 \quad \frac{d^2y}{dT^2} = 0$$

$$\text{よって} \quad \rho = \frac{(A_1 + \alpha A_2)^3}{(A_1 + \alpha^2 A_2)(A_1 + \alpha A_2)} = \frac{E_m}{X_L} e^{j(\varphi - \frac{\pi}{2})}$$

即ち曲線 G の Q 点における曲率半径は \overrightarrow{QM} であり、円 K と一致する。

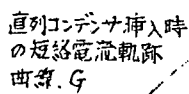
このことは曲線 G は定円 K にそつて或る時間進行することを示す。

したがつて曲線 G が最初に円 K を切るまでは直列コンデンサ補償時の短絡電流は非補償時の短絡電流よりも小さい。この切る点は2つの過渡成分が反対方向にはる時間をとれば安全側である。即ち第1.11 図を示すと C 点である。この点の時間関係は

$$(1 + \sqrt{k})\omega t_0 - (1 - \sqrt{k})\omega t_0 = 2\sqrt{k}\omega t_0 = \pi$$

$$\text{故に} \quad \omega t_0 = \frac{\pi}{2\sqrt{k}} \text{ ラジアン} = \frac{180^\circ}{2\sqrt{k}} \quad (1.100)$$

例えば $k = 0.25$ とすると $\omega t_0 = 180^\circ$ 即ち半サイクルまでは短絡電流の大きさは補償時と非補償時をくらべ余り差はない。



直列インデナ短絡
時の電流ベクトル
の軌跡図. 16

勤円

第 1. 11 回

以上は抵抗分を無視したが、次に抵抗分を考えに入れると、短絡電流は

$$i \cdot \varepsilon^{-j\omega t} = I_f \left\{ \frac{1}{k+j(1-k)} - \frac{1}{k+j(1-k)} \cdot \frac{1}{2j\sqrt{k} - \frac{k^2}{2}} \left\{ \left(-\frac{k}{2} + j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} + jk\right) \right. \right. \\ \left. \left. \times \varepsilon^{\left(-\frac{k}{2} + j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} - j\right)\omega t} + \left(-\frac{k}{2} - j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} + jk\right) \varepsilon^{\left(-\frac{k}{2} - j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} - j\right)\omega t} \right\} \right\} \quad (1.101)$$

$$k \gg 1 \quad I_f = \frac{E_k}{\chi_k} \varepsilon^{j\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)}$$

非補償回路の短絡電流は次式で与えられる。

$$i_0 \cdot \varepsilon^{-j\omega t} = I_f \left\{ \frac{1}{k+j} - \frac{1}{k+j} \cdot \varepsilon^{-(k+j)\omega t} \right\} \quad (1.102)$$

定常ベクトルは(1.101)式では $\frac{I_f}{k+j(1-k)}$ (1.102)式では $\frac{I_f}{k+j}$ で両者に差異がある。絶対値で前者は $\frac{k^2+1}{k^2+(1-k)^2}$ 倍であり、位相差は前者を θ 、後者を θ_0 とすると次の如く差が生ずる。

$$\theta_0 - \theta = \tan^{-1} \frac{1}{k} - \tan^{-1} \frac{1-k}{k} \quad (1.103)$$

又(1.102)式は螺旋を示し、最終段階では $\frac{I_f}{\sqrt{1+k^2}}$ となる。

第1.12図にその様相を示す。この図より見ても前記の如く短絡電流は或る時間内では非補償時の短絡電流より小さいことがわかる。又抵抗が大きい場合は θ_0 及び θ が小さくなって曲線が左に傾き、 k が大きくなると曲線の変曲点が多くなって来る。何れにしても補償時と非補償時の短絡電流は或る時間内では差がないことが確かめられる。

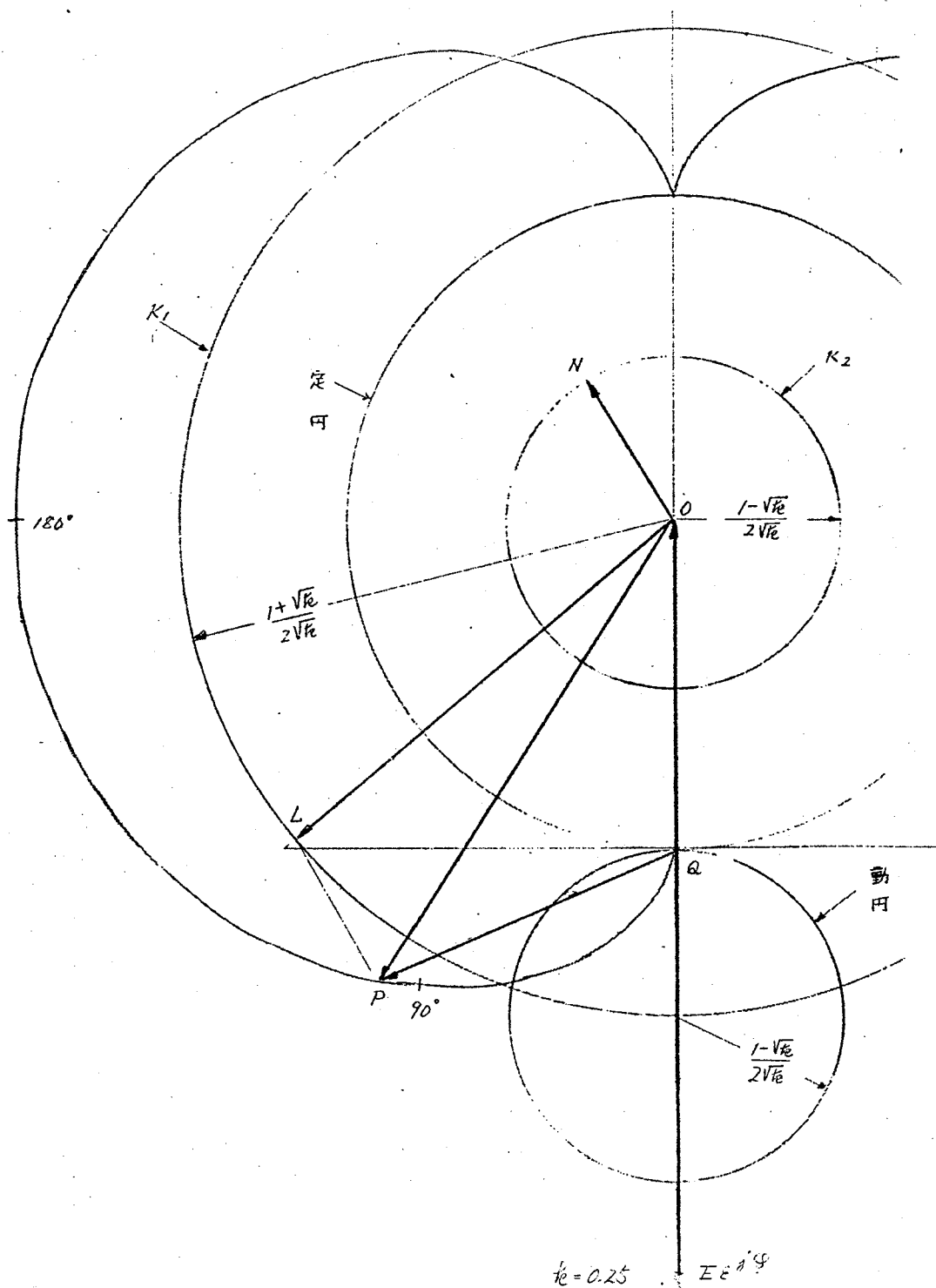
このことは保護間隙が放電しない前の電流は或る時間非補償時とちがわない。この或る時間以前に保護間隙が放電すれば短絡電流が直列コンデンサ挿入により増加するであろうとの想像で装置の強度を考えることは必要でなくなる。(1.100)式によれば k が大きくなるとこの時間も小さくなる。しかし実際には $1/4$ サイクル以前に放電するから短絡電流に対する考慮は特に払う必要はない。

即ち抵抗を無視すると端子電圧を $\frac{1}{2}C$ とし

$$72 \text{ 72 } \checkmark \quad \checkmark_c = \frac{k_c}{1 - k_c} E_m \varepsilon^j(\varphi - \pi)$$

$$v_c e^{-j\omega t} = \dot{V}_c \left\{ 1 - \frac{1 + \sqrt{k}}{2\sqrt{k}} e^{-j(1 - \sqrt{k})\omega t} + \frac{1 - \sqrt{k}}{2\sqrt{k}} e^{-j(1 + \sqrt{k})\omega t} \right\} \quad (1.105)$$

第 1. 12 回



第 1. 13 頁

又抵抗分を考慮すると

$$v_c = V_c \left[1 - \frac{1}{2j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}}} \left\{ \frac{-\frac{k}{2} + j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} + jk}{-\frac{k}{2} + j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}}} e^{(-\frac{k}{2} + j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}})\omega t} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{-\frac{k}{2} - j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} + jk}{-\frac{k}{2} - j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}}} e^{(-\frac{k}{2} - j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}})\omega t} \right\} \right] \dots\dots\dots (1.106)$$

$$\text{したがって } v_c e^{-j\omega t} = V_c \left[1 - \frac{1}{2j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}}} \left\{ A e^{(-\frac{k}{2} + j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} - j)\omega t} \right. \right. \\ \left. \left. + B e^{(-\frac{k}{2} - j\sqrt{k - \frac{k^2}{4}} - j)\omega t} \right\} \right] \dots\dots\dots (1.107)$$

$$\text{ただし } V_c = \frac{k}{k + j(1 - k)} E_m e^{j(\varphi - \pi)}$$

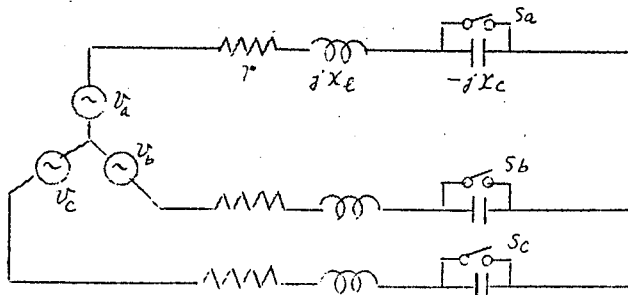
$$A = j\frac{k}{2} + \sqrt{k - \frac{k^2}{4}}$$

$$B = -j\frac{k}{2} - \sqrt{k - \frac{k^2}{4}}$$

となり、1つの固定ベクトルと2つの回転ベクトルとよりなる。

1.3.2 直列コンデンサ挿入時

直列コンデンサを線路に挿入するには並置された短絡用開閉器を開放することにより行はわれるが、この場合線路定数の急変を伴うために過渡現象が発生し、直列コンデンサ端子には過電圧があらわれる。この電圧は保護間隙の放電電圧の整定に関係し、もし放電電圧がこの過電圧より小さい場合は再放電を起し、直列コンデンサの挿入が不可能となる。この過電圧は次の如くして求められる。即ち



第 1.14 図

第 1.14 図に示す回路について考える。ただし負荷のインピーダンス及び電源インピーダンスに附加して考える。

今挿入前に線路には i_a^0 , i_b^0 , i_c^0 が流れていたとし、この p -函数 $I_a^0(p)$, $I_b^0(p)$, $I_c^0(p)$ を

$$\begin{cases} I_{a0}^0(p) = \Omega^{-1} i_a^0 = \Omega^{-1} I^0 \sin(\omega t + \theta_0) H(t) \\ I_{b0}^0(p) = \Omega^{-1} i_b^0 = \Omega^{-1} I^0 \sin(\omega t + \theta + \frac{2}{3}\pi) H(t) \dots\dots\dots (1.108) \\ I_{c0}^0(p) = \Omega^{-1} i_{c0} = \Omega^{-1} I^0 \sin(\omega t + \theta - \frac{2}{3}\pi) H(t) \end{cases}$$

$$\text{ただし } H(t) = \begin{cases} 0 & : t < 0 \\ 1 & : t > 0 \end{cases}$$

とする。又記号 Ω^{-1} , Ω は

$$\Omega^{-1} f(t) = p \int_0^\infty f(t) e^{-pt} dt$$

$$\Omega F(p) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} \frac{F(p)}{p} e^{pt} dp$$

$$c > 0$$

を示す。

時間軸の原点を a 相の開閉器 S_a を開く瞬時にとり、 b 相を即ち S_b を t_1 秒後、 c 相即ち S_c を $t_1 + t_2$ 秒後に開くとする。

i) S_a を開く場合の現象

S_a を通して今迄流れていた方向と逆に $I_{a0}^0(p)$ を強制的に流した時の現象を、それが開かれない時の現象に重畳することにより得られる。即ち a 相の直列コンデンサの端子電圧 $V_{a0}(p)$ は次の如くなる。ただし電源、線路及び負荷の抵抗及びインダクタンスを r 及び l とし、 $Z(p) = r + pl$, コンデンサを C とする。と

$$V_{a0}(p) = \frac{3Z(p)}{3Z(p)Cp + 2} I_{a0}^0(p) \dots\dots\dots (1.109)$$

となり、各相に分流する電流は

$$\begin{cases} I_{a0}'(p) = \frac{2}{3Z(p)Cp + 2} I_{a0}^0(p) \dots\dots\dots (1.110) \\ I_{b0}'(p) = I_{c0}'(p) = \frac{1}{2} I_{a0}'(p) \end{cases}$$

故に S_a を開いた後の各相電流は

$$\left. \begin{aligned} I_{ao}(p) &= I'_{ao}(p) - I_{ao}(p) \\ I_{bo}(p) &= I'_{bo}(p) - I_{bo}(p) \\ I_{co}(p) &= I'_{co}(p) - I_{co}(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.111)$$

ii) t_1 秒後に S_b を開く場合の現象

今 $I_{bt_1}^o(p)$ なる p 函数を

$$I_{bt_1}^o(p) = S_L^{-1} \{ H(t-t_1) S_L I_{bo}(p) \}$$

とすれば、 S_b を通して $i_{bt_1}(t) = S_L I_{bt_1}^o(p)$ を反対方向に流してやればよい。前と同様にして b 相のコンデンサの端子電圧 $V_{bt_1}(p)$ 及び a 相に加わる電圧 $V_{at_1}(p)$ は

$$\left. \begin{aligned} V_{bt_1}(p) &= \frac{Z(p) \{ jZ(p) Cp + 2 \}}{\{ Z(p) Cp + 1 \} \{ jZ(p) Cp + 1 \}} I_{bt_1}^o(p) \\ V_{at_1}(p) &= \frac{Z(p)}{\{ Z(p) Cp + 1 \} \{ jZ(p) Cp + 1 \}} I_{bt_1}^o(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.112)$$

各相に分流する電流は

$$\left. \begin{aligned} I'_{at_1}(p) &= \frac{Z(p) C(p)}{\{ Z(p) Cp + 1 \} \{ jZ(p) Cp + 1 \}} I_{bt_1}^o(p) \\ I'_{bt_1}(p) &= \frac{2Z(p) Cp + 1}{\{ Z(p) Cp + 1 \} \{ jZ(p) Cp + 1 \}} I_{bt_1}^o(p) \\ I'_{ct_1}(p) &= \frac{1}{jZ(p) Cp + 1} I_{bt_1}^o(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.113)$$

故に各相の電流は

$$\left. \begin{aligned} I_{at_1}(p) &= I_{ao}(p) - I'_{at_1}(p) \\ I_{bt_1}(p) &= I_{bo}(p) - I'_{bt_1}(p) \\ I_{ct_1}(p) &= I_{co}(p) - I'_{ct_1}(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.114)$$

iii) t_2 秒後に S_c を開いた場合の現象

同様にして

$$I_{ct2}(p) = S_c^{-1} \left\{ H(t - t_1 + t_2) S_c I_{ct2}(p) \right\}$$

とすると、 c 相及び a, b 相に加わる端子電圧は

$$\left. \begin{aligned} V_{ct2}(p) &= \left\{ \frac{1}{3Cp} + \frac{2}{3} \frac{Z(p)}{Z(p)Cp+1} \right\} I_{ct2}(p) \\ V_{at2}(p) &= V_{bt2}(p) = \left\{ \frac{1}{3Cp} - \frac{1}{3} \frac{Z(p)}{Z(p)Cp+1} \right\} I_{ct2}(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.115)$$

各相に分流する電流は

$$\left. \begin{aligned} I'_{at2}(p) &= I'_{bt2}(p) = \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{Z(p)Cp+1} I_{ct2}(p) \\ I'_{ct2}(p) &= \frac{2}{3} \frac{1}{Z(p)Cp+1} I_{ct2}(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.116)$$

したがって各相電流は

$$\left. \begin{aligned} I_{at2}(p) &= I_{at1}(p) - I'_{at2}(p) \\ I_{bt2}(p) &= I_{bt1}(p) - I'_{bt2}(p) \\ I_{ct2}(p) &= I_{ct1}(p) - I'_{ct2}(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.117)$$

故に全部の直列コンデンサが挿入された後の各相端子電圧は次の如くなり、

$$\left. \begin{aligned} V_a(p) &= V_{ao}(p) + V_{at1}(p) + V_{at2}(p) \\ V_b(p) &= V_{bo}(p) + V_{bt1}(p) + V_{bt2}(p) \\ V_c(p) &= V_{co}(p) + V_{ct1}(p) + V_{ct2}(p) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.118)$$

これより t 函数を求めることにより得られる。即ち

$$\alpha = \frac{\gamma}{Z\ell} = \frac{\gamma}{Z\ell} \omega = \frac{k}{Z} \omega$$

$$\frac{1}{Zc} = \frac{Zc}{Z\ell} \omega^2 = k \omega^2$$

とおくと、簡単のため $\theta = 0$ 、 $\omega t = \tau$ とおくと

$$V_{ao}(\tau) = \rho_a \sin(\tau + \varphi_a) + \rho_{a1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_1 \tau + \varphi_{a1}) \quad (1.119)$$

$$\text{ただし } \rho_a^2 = \frac{1}{D_1^2} \left(\frac{4}{9} k^2 k_e^2 + \mu_1^4 \right)$$

$$\tan \varphi_a = - \frac{9 \mu_1^2}{4 k k_e} \quad , \quad \mu_1^2 = 1 - \frac{2}{3} k_e + k^2$$

$$D_1^2 = \left(1 - \frac{2}{3} k_e \right)^2 + k^2$$

$$\rho_{a1}^2 = \frac{1}{D_1^4} \left\{ \frac{k}{4 \omega_1^2} (\mu_1^2 - \frac{4}{3} k_e)^2 + \mu_1^4 \right\}$$

$$\tan \varphi_{a1} = \frac{\omega_1 \mu_1^2}{\frac{k}{2} (\mu_1^2 - \frac{4}{3} k_e)}$$

$$\omega_1^2 = \frac{2}{3} k_e - \frac{k^2}{4}$$

また電流は (1.110) 式より

$$i_{bo}(\tau) = i_{co}(\tau) = - \left[\eta'_b \sin(\tau + \psi'_b) + \eta'_{b1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_1 \tau + \psi'_{b1}) \right] \quad (1.120)$$

$$\text{ただし } \eta_b^2 = \frac{1}{9} \frac{k^2}{D_1^4} \left\{ \left(\frac{2}{3} k_e - 1 \right)^2 + k^2 \right\}$$

$$\tan \psi'_b = \frac{-k}{\frac{2}{3} k_e - 1}$$

$$\eta_{b1}^2 = \frac{1}{9} \frac{k^2}{D_1^4} \left\{ (\mu_1^2 - \frac{k^2}{2})^2 + k^2 \right\}$$

$$\tan \psi'_{b1} = \frac{k \omega_1}{\mu_1^2 - \frac{k^2}{2}}$$

故に (1.111) 式より

$$\left. \begin{aligned} i_{bo}(\tau) &= \sin(\tau + \frac{2}{3} \pi) + \eta'_b \sin(\tau + \psi'_b) + \eta'_{b1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_1 \tau + \psi'_{b1}) \\ i_{co}(\tau) &= \sin(\tau - \frac{2}{3} \pi) + \eta'_b \sin(\tau + \psi'_b) + \eta'_{b1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_1 \tau + \psi'_{b1}) \end{aligned} \right\} \quad (1.121)$$

次に t_1 秒後に b 相のコンデンサが挿入される場合を考えると $t = t_1$ 即ち $\tau = \tau_1 = \omega t_1$ に時間の原点を移した時上式の $i_{bo}(\tau)$ 、 $i_{co}(\tau)$ は

る電流は

$$\left. \begin{aligned} i_{bt1}^o(\tau) &= \eta_{bt1} \sin(\tau + \psi_{bt1}) + \eta_{bt1}' e^{-\alpha\tau} \sin(\omega_1 \tau + \psi_{bt1}') \\ i_{ct1}^o(\tau) &= \eta_{ct1} \sin(\tau + \psi_{ct1}) + \eta_{ct1}' e^{-\alpha\tau} \sin(\omega_1 \tau + \psi_{ct1}') \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.122)$$

$$\text{これより } \eta_{bt1} \cos \psi_{bt1} = \cos(\tau_1 + \frac{2}{3}\pi) + \eta_b' \cos(\tau_1 + \psi_b')$$

$$\eta_{bt1} \sin \psi_{bt1} = \sin(\tau_1 + \frac{2}{3}\pi) + \eta_b' \sin(\tau_1 + \psi_b')$$

$$\eta_{ct1} \cos \psi_{ct1} = \cos(\tau_1 - \frac{2}{3}\pi) + \eta_c' \cos(\tau_1 + \psi_c')$$

$$\eta_{ct1} \sin \psi_{ct1} = \sin(\tau_1 - \frac{2}{3}\pi) + \eta_c' \sin(\tau_1 + \psi_c')$$

$$\eta_{bt1} - \eta_{ct1} = \eta_b' e^{-\alpha\tau}, \quad \psi_{bt1} = \psi_{ct1} = \omega_1 \tau_1 + \psi_b'$$

故に (1.112) 式より

$$\begin{aligned} v_{at1}(\tau) &= \rho_{at1} \sin(\tau + \varphi_{at1}) + \rho_{at1}' e^{-\alpha\tau} \sin(\omega_0 \tau + \varphi_{at1}') \\ &+ \rho_{at1}'' e^{-\alpha\tau} \sin(\omega_1 \tau + \varphi_{at1}'') + \rho_{at1}''' e^{-\alpha\tau} \sin(\omega_2 \tau + \varphi_{at1}''') \dots\dots\dots (1.123) \end{aligned}$$

$$\text{これより } \rho_{at1} \cos \varphi_{at1} = \frac{1}{2} \eta_{bt1} \left\{ h k \left(\frac{1}{3} \frac{1}{D_1^2} - \frac{1}{D_0^2} \right) \cos \psi_{bt1} + \left(\frac{\mu_0^2}{D_1^2} - \frac{\mu_0^2}{D_0^2} \right) \sin \psi_{bt1} \right\}$$

$$\rho_{at1} \sin \varphi_{at1} = \frac{1}{2} \eta_{bt1} \left\{ h k \left(\frac{1}{3} \frac{1}{D_1^2} - \frac{1}{D_0^2} \right) \sin \psi_{bt1} - \left(\frac{\mu_0^2}{D_1^2} - \frac{\mu_0^2}{D_0^2} \right) \cos \psi_{bt1} \right\}$$

$$\begin{aligned} \rho_{aot1} \cos \varphi_{aot1} &= \frac{1}{2} \left\{ \eta_{bt1} \frac{1}{\omega_0 D_0^2} \left\{ k \left(\mu_0^2 - \frac{k^2}{2} \right) \sin \psi_{bt1} - \frac{k}{2} (\mu_0^2 - 2k) \cos \psi_{bt1} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{k} \eta_{bt1} \left(\frac{k}{2} \frac{\omega_1}{\omega_0} \cos \psi_{bt1} - \omega_1 \sin \psi_{bt1} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{aot1} \sin \varphi_{aot1} &= \frac{1}{2} \left\{ \eta_{bt1} \frac{1}{D_0^2} \left(k k \sin \psi_{bt1} - \mu_0^2 \cos \psi_{bt1} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{k} \eta_{bt1} \left(\omega_1 \cos \psi_{bt1} + \frac{k}{2} \sin \psi_{bt1} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\rho_{at1} \cos \varphi_{at1} = \frac{3}{k} \eta_{bt1} \left(\omega_1 \sin \psi_{bt1} - \frac{k}{2} \cos \psi_{bt1} \right)$$

$$\rho_{at1} \sin \varphi_{at1} = \frac{3}{k} \eta_{bt1} \left(-\omega_1 \cos \psi_{bt1} - \frac{k}{2} \sin \psi_{bt1} \right)$$

$$\rho_{a2t_1} \cos \varphi_{a2t_1} = \frac{1}{2} \left\{ \eta_{bt_1} \frac{1}{\omega_2 D_2^2} \left[\frac{k}{2} (\mu_2^2 - \frac{2}{3} k_e) \cos \psi_{bt_1} - \frac{k}{3} (\mu_2^2 - \frac{k^2}{2}) \sin \psi_{bt_1} \right] \right. \\ \left. + \frac{3}{k_e} \eta_{bt_1} \left(\frac{k}{2} \frac{\omega_1}{\omega_2} \cos \psi_{bt_1} - \omega_2 \sin \psi_{bt_1} \right) \right\}$$

$$\rho_{a2t_1} \sin \varphi_{a2t_1} = \frac{1}{2} \left\{ \eta_{bt_1} \frac{1}{D_2^2} (\mu_2^2 \cos \psi_{bt_1} - \frac{1}{3} k k_e \sin \psi_{bt_1}) \right. \\ \left. + \frac{3}{k_e} \eta_{bt_1} (\omega_1 \cos \psi_{bt_1} + \frac{k}{2} \sin \psi_{bt_1}) \right\}$$

$$\omega_0^2 = k_e - \frac{k^2}{4}, \quad \omega_2^2 = \frac{k}{3} - \frac{k^2}{4}$$

$$\mu_0^2 = 1 - k_e + k^2, \quad \mu_2^2 = 1 - \frac{k}{3} + k^2$$

$$D_0^2 = (1 - k_e)^2 + k^2, \quad D_2^2 = (1 - \frac{k}{3})^2 + k^2$$

又同様にして (1.112) 式より

$$v_{bt_1}(\tau) = \rho_{bt_1} \sin(\tau + \varphi_{bt_1}) + \rho_{b0t_1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_0 \tau + \varphi_{b0t_1}) \dots (1.124)$$

$$+ \rho_{b2t_1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_2 \tau + \varphi_{b2t_1})$$

$$\text{したがって } \rho_{bt_1} \cos \varphi_{bt_1} = \frac{1}{2} \eta_{bt_1} \left\{ k k_e \left(\frac{1}{D_0^2} + \frac{1}{3} \frac{1}{D_2^2} \right) \cos \psi_{bt_1} + \left(\frac{\mu_0^2}{D_0^2} + \frac{\mu_2^2}{D_2^2} \right) \sin \psi_{bt_1} \right\}$$

$$\rho_{bt_1} \sin \varphi_{bt_1} = \frac{1}{2} \eta_{bt_1} \left\{ k k_e \left(\frac{1}{D_0^2} + \frac{1}{3} \frac{1}{D_2^2} \right) \sin \psi_{bt_1} - \left(\frac{\mu_0^2}{D_0^2} + \frac{\mu_2^2}{D_2^2} \right) \cos \psi_{bt_1} \right\}$$

$$\rho_{b0t_1} = \rho_{a0t_1}, \quad \varphi_{b0t_1} = \varphi_{a0t_1} + \pi$$

$$\rho_{b2t_1} = \rho_{a2t_1}, \quad \varphi_{b2t_1} = \varphi_{a2t_1}$$

又分流電流は (1.113) 式より

$$i'_{ct_1}(\tau) = - \left\{ \eta'_{ct_1} \sin(\tau + \psi'_{ct_1}) + \eta'_{c0t_1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_0 \tau + \psi'_{c0t_1}) + \eta'_{c2t_1} e^{-\alpha \tau} \sin(\omega_2 \tau + \psi'_{c2t_1}) \right\} \dots (1.125)$$

$$\text{したがって } \eta'_{ct_1} \cos \psi'_{ct_1} = \frac{k}{3} \frac{1}{D_2^2} \eta_{bt_1} \left\{ \left(\frac{k}{3} - 1 \right) \cos \psi_{bt_1} + k \sin \psi_{bt_1} \right\}$$

$$\eta'_{ct_1} \sin \psi'_{ct_1} = \frac{k}{3} \frac{1}{D_2^2} \eta_{bt_1} \left\{ \left(\frac{k}{3} - 1 \right) \sin \psi_{bt_1} - k \cos \psi_{bt_1} \right\}$$

$$\dot{\eta}_{c1t1} = \dot{\eta}_{b1t1}, \quad \psi_{c1t1} = \psi_{b1t1} + \pi$$

$$\begin{aligned} \dot{\eta}_{c2t1} \cos \psi_{c2t1} &= \frac{k}{3} \frac{1}{\omega_2 D_2^2} \dot{\eta}_{b2t1} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2} \right) \cos \psi_{b2t1} - \frac{k}{2} \left(1 + \frac{k}{2} \right) \sin \psi_{b2t1} \right\} \\ &\quad + \frac{\omega_1}{\omega_2} \dot{\eta}_{b1t1} \cos \psi_{b1t1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\eta}_{c2t1} \sin \psi_{c2t1} &= \frac{k}{3} \frac{1}{D_2^2} \dot{\eta}_{b1t1} \left\{ k \cos \psi_{b1t1} - \left(\frac{k}{3} - 1 \right) \sin \psi_{b1t1} \right\} \\ &\quad + \dot{\eta}_{b1t1} \sin \psi_{b1t1} \end{aligned}$$

故に線路電流は (1. 114) 式より

$$\begin{aligned} i_{ct1} &= \dot{i}_{ct1}^0(\tau) - \dot{i}_{ct1}(\tau) \\ &= \dot{\eta}_{ct1} \sin(\tau + \psi_{ct1}) + \dot{\eta}_{ct1}' \sin(\tau + \psi_{ct1}') + \dot{\eta}_{c2t1}' e^{-\lambda \tau} \sin(\omega_2 \tau + \psi_{c2t1}') \end{aligned} \quad (1. 126)$$

最後に C 相のコンデンサが挿入される場合を考える。 $i_{ct1}(\tau)$ を $\tau = \tau_1 + \tau_2$ 即ち $\tau = \omega(\tau_1 + \tau_2)$ を時間の原点に移すと、

$$\begin{aligned} \dot{i}_{ct1}^0(\tau) &= \dot{\eta}_{ct2} \sin(\tau + \psi_{ct2}) + \dot{\eta}_{c2t2}' e^{-\lambda \tau} \sin(\omega_2 \tau + \psi_{c2t2}') \\ \text{又} \quad \dot{\eta}_{ct2} \cos \psi_{ct2} &= \dot{\eta}_{ct1} \cos(\tau_2 + \psi_{ct1}) + \dot{\eta}_{ct1}' \cos(\tau_2 + \psi_{ct1}') \\ \dot{\eta}_{ct2} \sin \psi_{ct2} &= \dot{\eta}_{ct1} \sin(\tau_2 + \psi_{ct1}) + \dot{\eta}_{ct1}' \sin(\tau_2 + \psi_{ct1}') \\ \dot{\eta}_{c2t2} &= \dot{\eta}_{c2t1}' e^{-\lambda \tau}, \quad \psi_{c2t2} = \psi_{c2t1}' + \omega_2 \tau_2 \end{aligned}$$

故に (1. 115) 式より

$$\begin{aligned} v_{at2}(\tau) = v_{bt2}(\tau) &= \rho_{at2} \sin(\tau + \varphi_{at2}) + \rho_{aot2}' e^{-\lambda \tau} \sin(\omega_0 \tau + \varphi_{aot2}') \\ &\quad + \rho_{a2t2}' e^{-\lambda \tau} \sin(\omega_2 \tau + \varphi_{a2t2}') + \delta_a \dots \dots \dots (1. 127) \end{aligned}$$

$$\text{又} \quad \rho_{at2} \cos \varphi_{at2} = \frac{1}{3} \dot{\eta}_{ct2} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2} \right) \sin \psi_{ct2} - \frac{k}{2} \cos \psi_{ct2} \right\}.$$

$$\rho_{at2} \sin \varphi_{at2} = \frac{1}{3} \eta_{ct2} \left\{ -\frac{h k}{D_o^2} \sin \psi_{ct2} - \left(1 - \frac{\mu_o^2}{D_o^2}\right) \cos \psi_{ct2} \right\}$$

$$\begin{aligned} \rho_{aot2} \cos \varphi_{aot2} = & \frac{1}{3} \left\{ \eta_{ct2} \frac{1}{\omega_o D_o^2} \left\{ k \left(\mu_o^2 - \frac{k^2}{2} \right) \sin \psi_{ct2} - \frac{k}{2} (\mu_o^2 - 2k) \cos \psi_{ct2} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{1}{k_o} \eta_{ct2} \left(\frac{k}{2} \frac{\omega_2}{\omega_o} \cos \psi_{ct2} - \omega_o \sin \psi_{ct2} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{aot2} \sin \varphi_{aot2} = & \frac{1}{3} \left\{ \eta_{ct2} \frac{1}{D_o^2} \left(k k_o \sin \psi_{ct2} - \mu_o^2 \cos \psi_{ct2} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{1}{k_o} \eta_{ct2} \left(\omega_2 \cos \psi_{ct2} + \frac{k}{2} \sin \psi_{ct2} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\rho_{at2} \cos \varphi_{at2} = \frac{3}{2} \frac{1}{k_o} \eta_{ct2} \left(\omega_2 \sin \psi_{ct2} - \frac{k}{2} \cos \psi_{ct2} \right)$$

$$\rho_{at2} \sin \varphi_{at2} = \frac{3}{2} \frac{1}{k_o} \eta_{ct2} \left(-\omega_2 \cos \psi_{ct2} - \frac{k}{2} \sin \psi_{ct2} \right)$$

$$\delta_a = \frac{1}{3} \left\{ \eta_{ct2} \cos \psi_{ct2} + \frac{3}{k_o} \eta_{ct2} \left(\omega_2 \cos \psi_{ct2} + \frac{k}{2} \sin \psi_{ct2} \right) \right\}$$

又 $v_{ct2}(\tau) = \rho_{ct2} \sin(\tau + \varphi_{ct2}) + \rho_{cot2} e^{-\lambda \tau} \sin(\omega_o \tau + \varphi_{cot2}) + \delta_c$
 $\tau \geq 0$

$$\rho_{ct2} \cos \varphi_{ct2} = \frac{1}{3} \eta_{ct2} \left\{ \left(2 \frac{\mu_o^2}{D_o^2} + 1 \right) \sin \psi_{ct2} + 2 \frac{h k_o}{D_o^2} \cos \psi_{ct2} \right\}$$

$$\rho_{ct2} \sin \varphi_{ct2} = \frac{1}{3} \eta_{ct2} \left\{ 2 \frac{h k_o}{D_o^2} \sin \psi_{ct2} - \left(2 \frac{\mu_o^2}{D_o^2} + 1 \right) \cos \psi_{ct2} \right\}$$

$$\rho_{cot2} = -2 \rho_{aot2} \quad \varphi_{cot2} = \varphi_{aot2}$$

$$\delta_c = \delta_a$$

故に直列コンデンサの端子電圧は

$$v_a = v_{ao} + v_{at1} + v_{at2}$$

$$v_b = v_{bt1} + v_{bt2}$$

$$v_c = v_{ct2}$$

として求められる。

これ等の式より

i) 減衰過渡電圧の間波数は

$$\omega_0 = \sqrt{k - \frac{k^2}{4}}, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{2}{3}k - \frac{k^2}{4}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{k}{3} - \frac{k^2}{4}}$$

の3つが発生するが、3相挿入された後では ω_1, ω_2 は消える。

ii) したがって ω と ω_0 の2つよりなる。ただし上記 $\omega_0, \omega_1, \omega_2$ は ω をベースとしたパーユニットで示されている。

iii) 最後のコンデンサが挿入される瞬時に各相に相等しい直流電圧が発生する。このため中性点電位の移動を生ずる。

iv) この電圧の最大値は数式から求めるのは複雑であるが、アナログコンピュータにより簡単に求めることができる。

v) コンデンサ挿入前の線路電流と挿入後定常時の電流とは送電線の場合は変らないが、配電線の場合は変化する。しかし上記計算式より倍数を求めるとすれば挿入後定常電流と直列コンデンサリアクタンスとの積である仮想端子電圧に対するものとなる。

vi) 実際には配電線では2.5倍以上になることはなく、このため保護間隙の放電電圧の整定は定格端子電圧の2.5倍にとられている。

2章 直列コンデンサ補償配電線の異常現象

2.1 序 言

直列コンデンサ補償時の配電線における異常現象には回路の非線形要素の存在による低周波振動現象が多い。即ち

- i) 無負荷変圧器投入時の分數調波振動
- ii) 誘導電動機の自己励磁

これ等の中 i) は変圧器の励磁特性の非線形特性により ii) は回転数と同期速度との差即ちすべり周波数による回路の直列共振と考えられ回転数の介入による非線形による振動であり、何れも理論的に或いは定性的には説明されているが実用時に精密解をうることは極めて困難で一般には近似解しか得られていない。最近アナログコンピュータの開発により i) については励磁特性を仮定することにより容易に現象を知ることができるが ii) についてはまだ十分な結果は得られていない。以下に述べる研究は実用時に信頼できる精度での一つの目安を求めることを目的として行なつたものである。

2.2 分數調波振動

可飽和リアクトルにコンデンサを直列に挿入した回路では電圧印加時電源周波数の分數分の~~分數分の~~周波数の振動の発生が見られる。実回路においても直列コンデンサ補償の線路では変圧器を無負荷の状態に投入すると、この現象が見られ、過大電流の流入により変圧器の投入が不能になることがある。又コンデンサに過電圧の加わることがある。したがってこの様な機会のない様に無電圧時直列コンデンサは短絡される様設備を考えるのが実際であり、かつコンデンサに並列に放電間隙があり、これが放電することによりこの現象は終熄することが知られているので、実用上は大して問題にならない。

しかし配電線の場合、柱上用変圧器が多く、或る場合直列コンデンサ挿入の状態に變圧器の投入と考えられるため、配電線の場合の

本現象の発生についての一つの目安をうるため 単純な回路でアナログコンピュータによる検討と模擬回路による実験を行なった結果を次に示す。

2.2/ アナログコンピュータによる検討

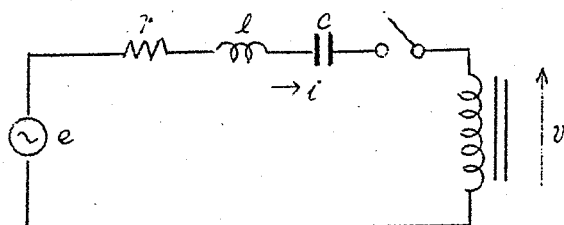
直列コンデンサ補償配電線を第2.1図の如くすると次の方程式が成立する。

$$\begin{cases} e = \ell D i + r i + \frac{i}{c D} + v \end{cases} \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} v = D \phi \end{cases} \quad (2.2)$$

$$\begin{cases} i = f(\phi) \end{cases} \quad (2.3)$$

ここで ϕ は変圧器鉄心の磁束、 $f(\phi)$ は変圧器の励磁特性、 $D \equiv \frac{d}{dt}$ とする。



第 2.1 図

ここで $\tau = \omega t$ $V = \alpha_v v$ $I = \alpha_i i$ により機器変数に変換すると

$$\begin{cases} E = \frac{\chi_l}{Z_b} p I + \frac{r}{Z_b} I + \frac{\chi_c}{Z_b} \frac{I}{p} + V \end{cases} \quad (2.4)$$

$$\begin{cases} V = p \Phi \end{cases} \quad (2.5)$$

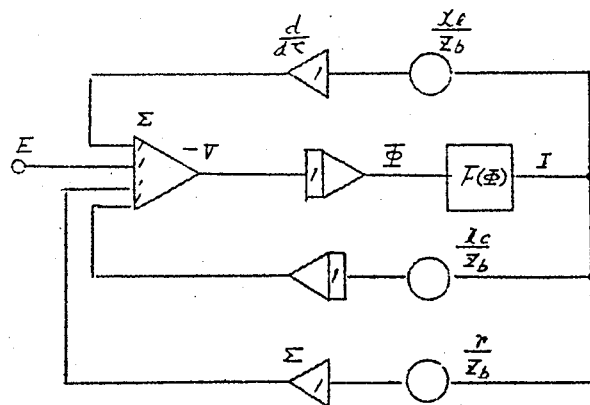
$$\begin{cases} I = F(\Phi) \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\begin{cases} p = \frac{d}{d\tau} \end{cases}$$

となる。ここで $Z_b = \frac{\alpha_i}{\alpha_v}$

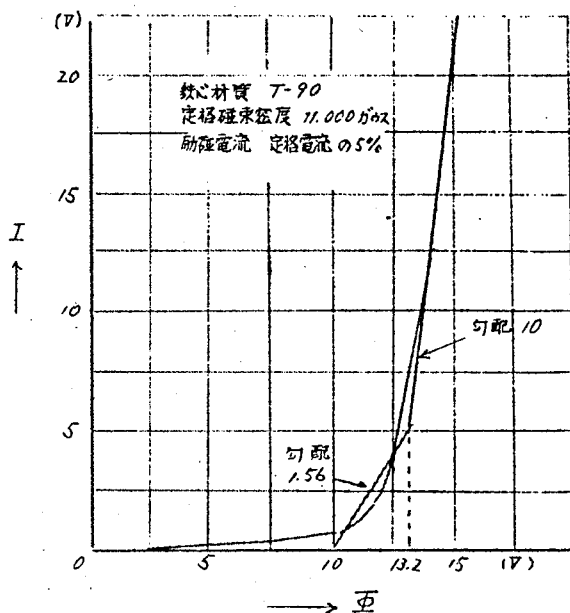
この値は $\alpha_i = \frac{I}{\tau}$ で I はアナコンでは電圧のディメンションをもつから α_i はインピーダンスのディメンションとなり $\alpha_v = \frac{V}{v}$ でディメンションなしである。したがって Z_b はインピーダンスのデ

イメーションと名め、又定格電圧、定格電流を10Vにとると定格負荷インピーダンスが Z_b となり、この Z_b をベースインピーダンスにとり、(2.4)(2.5)(2.6)式より演算回路は第2.2図の如くなる。



第 2. 2 図

$I = F(\Phi)$ の非線形関係は第2.3図に示す。



第 2. 3 図

1) 計算結果

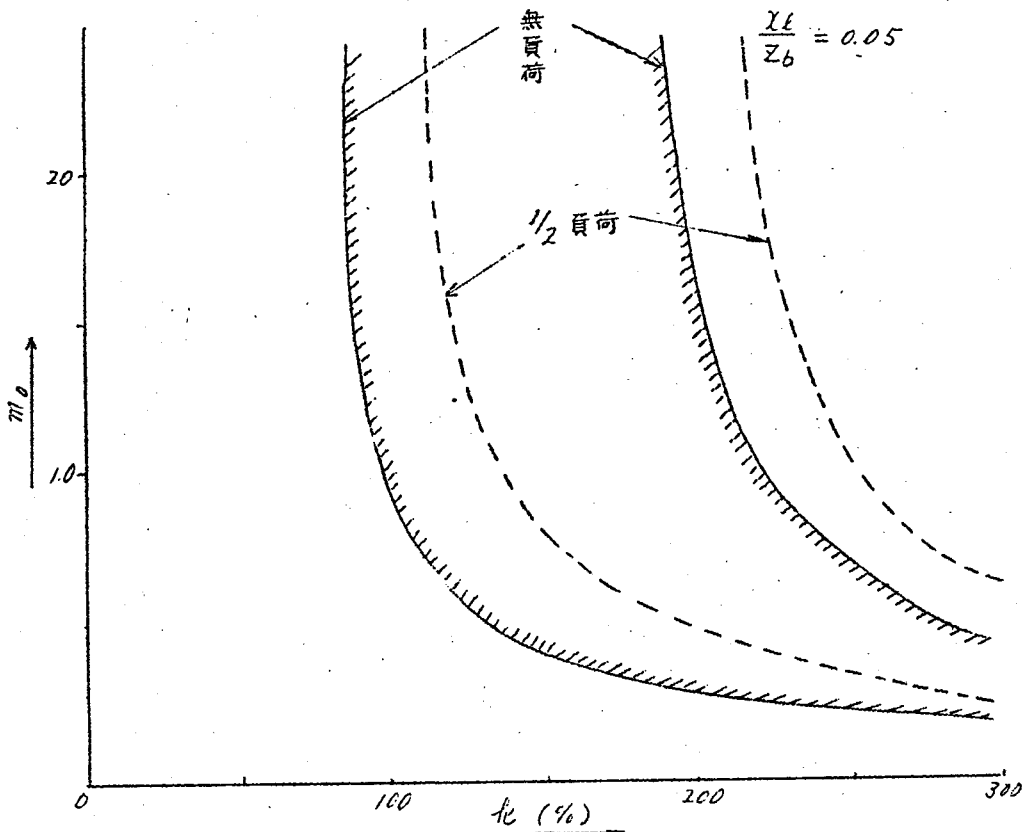
回路定数を次の如く選んだ

$$\frac{X_L}{Z_b} = 0.05, 0.075, 0.1, 0.2, 0.5$$

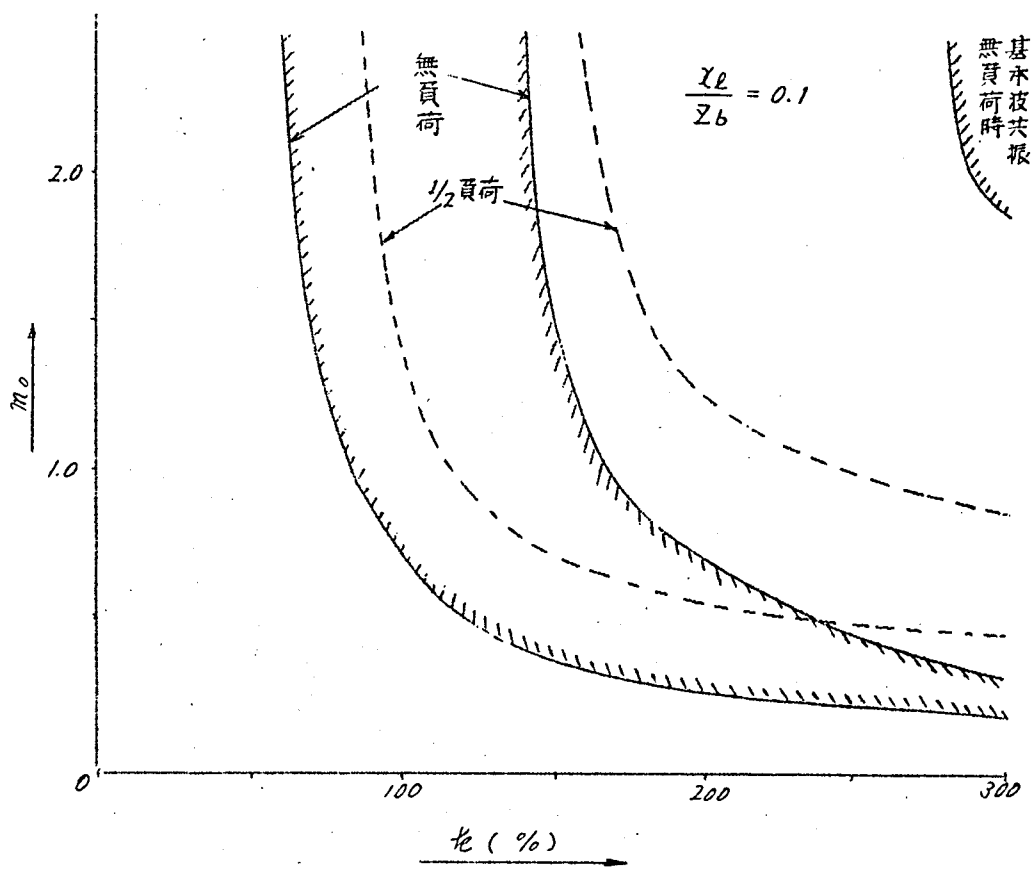
$$\frac{X_L}{Z_b} = m_0 = 0 \sim 2.5$$

$$\frac{X_C}{X_L} = f_c = 0 \sim 3.0$$

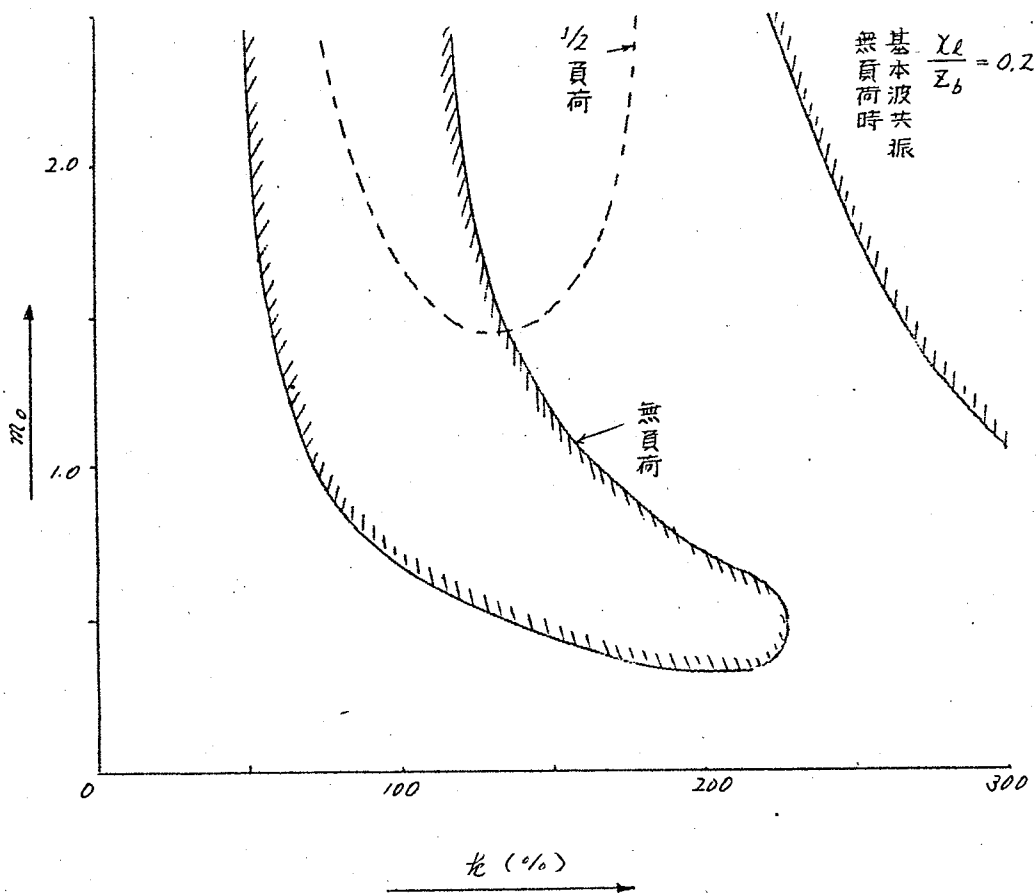
一般に分数調波発生領域は回路定数、回路の初期条件、電圧の大きい等により異なるが、ここでは初期条件を零とし、電圧は定格電圧とし、なつ投入位相を0°とした。第2.4図(a)(b)(c)(d)にその結果を示し、すべて1/3調波振動である。



第2.4図(a)



第 2.4 圖 (b)



第 2. 4 図 (c)

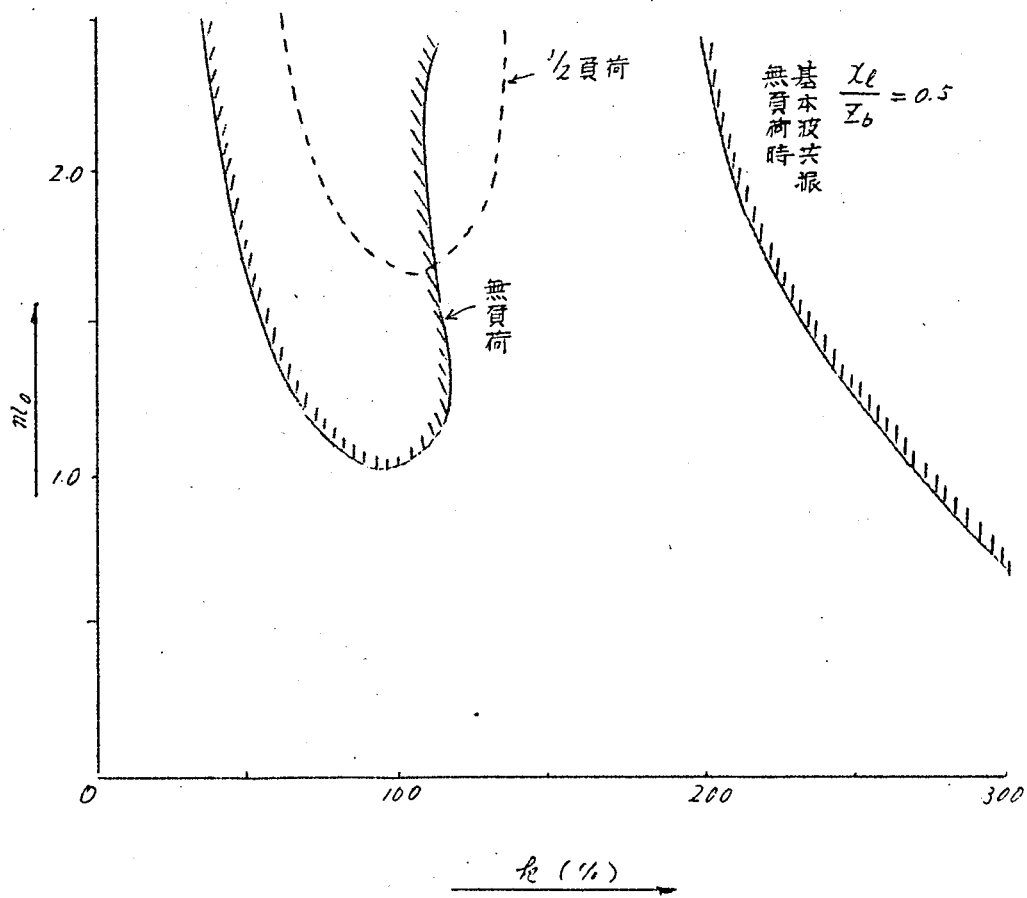


図 2.4 図 (d)

ii) 検 討

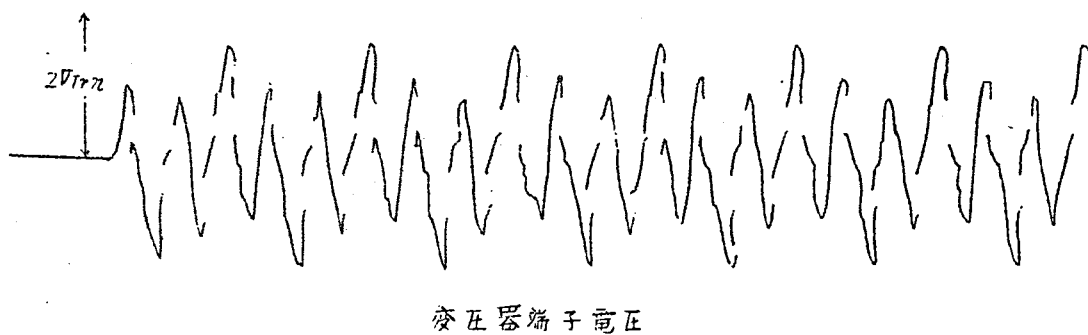
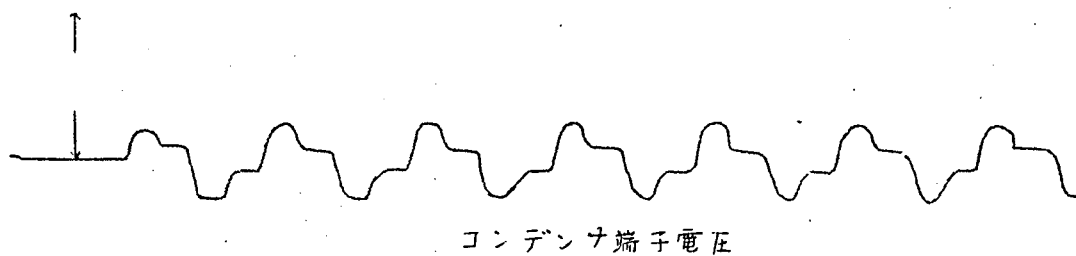
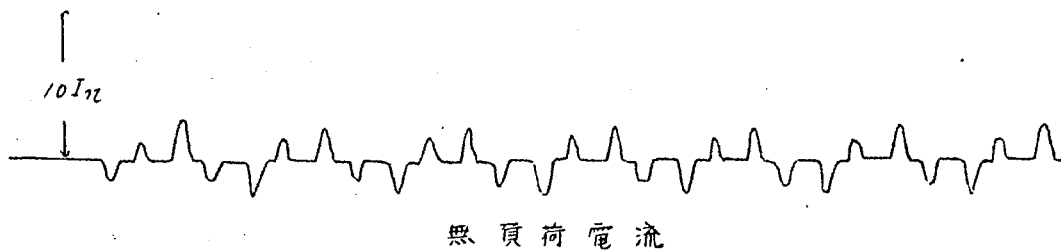
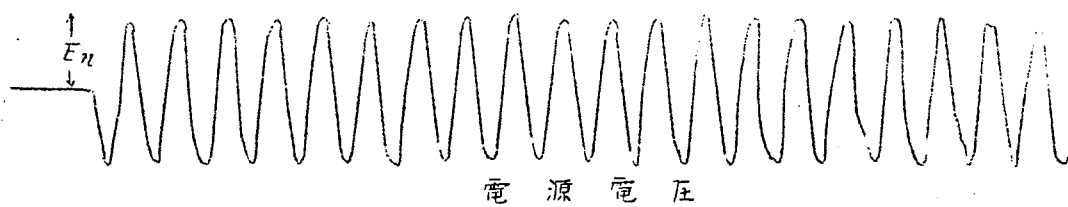
以上の結果より発生範囲について次の事がいえる。

- a) Z_b は投入する変圧器の定格インピーダンスと考えられるから Z_b が小さくなる（即ち変圧器容量が大きくなる）につれて ω の小さい方へ移行する。
- b) と同時にその ω に対する m が狭くなってくる。
- c) Z_b の小さくなるにつれて m_0 の大きい方へ移行する。

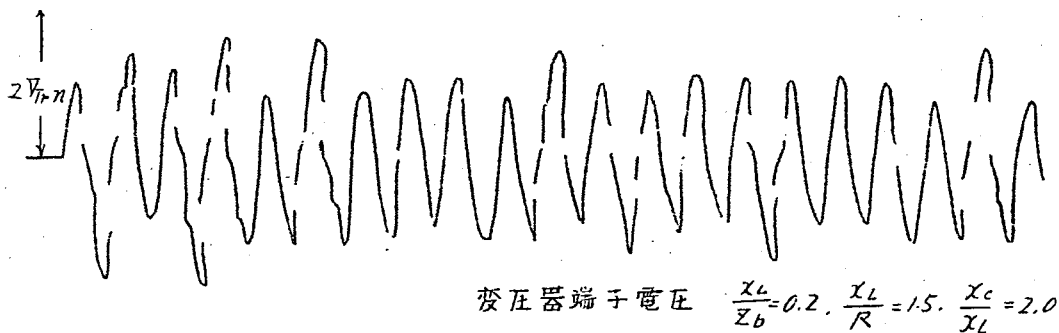
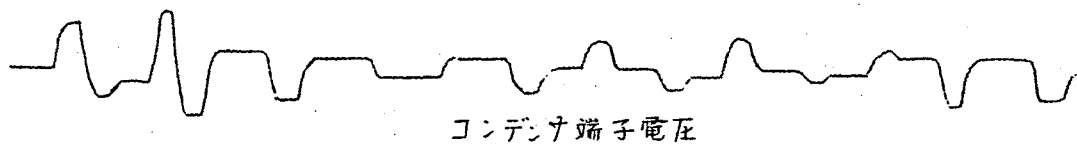
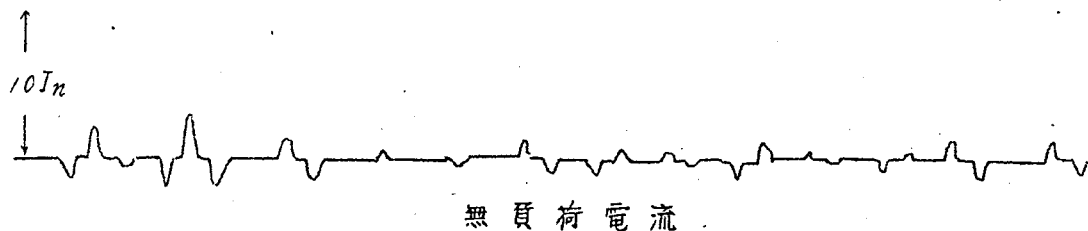
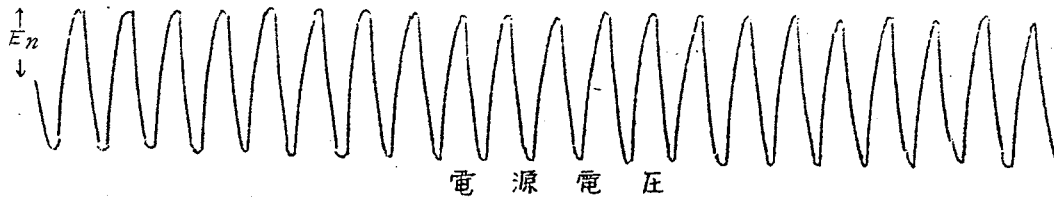
又、基本波共振も発生するが、その範囲については次の事がいえる。

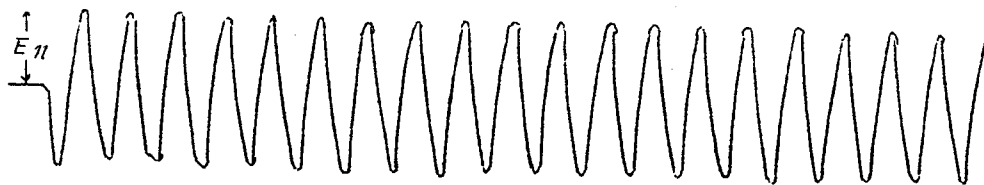
- a) Z_b が小さくなるにつれて ω の小さい方へ移行する。
- b) Z_b が小さくなるにつれて m_0 の小さい方へ移行する。

この $1/3$ 調波振動域と基本波振動域との中間の地域においては不安定であり、明確な周波数がつまみ難い。第 2.5 図にオシロを示す。

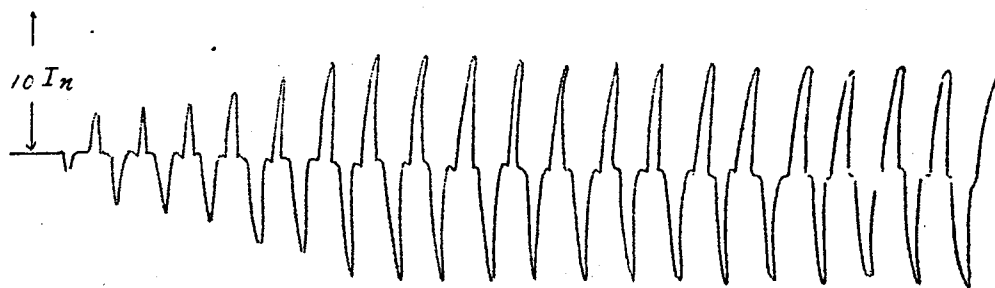


第 2.5 図 (a) $\frac{\chi_L}{Z_b} = 0.2$ $\frac{\chi_L}{R} = 1.5$ $\frac{\chi_C}{\chi_L} = 1.0$

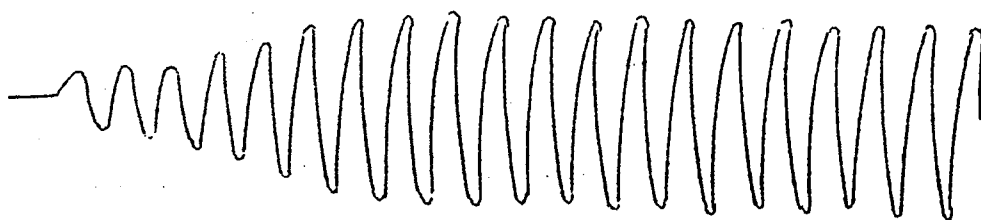




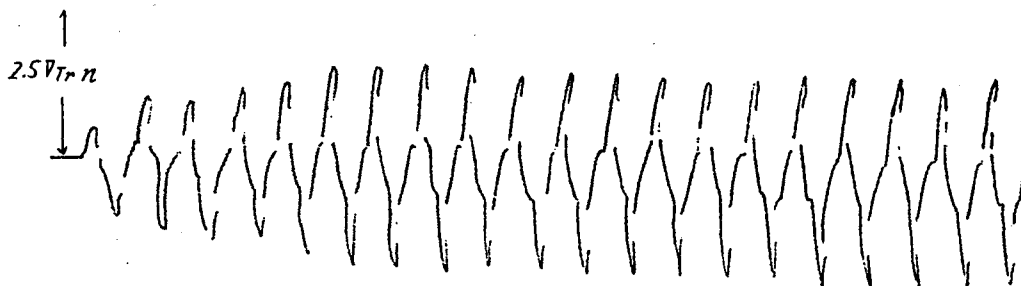
電源電圧



無負荷電流



コンデンサ端子電圧

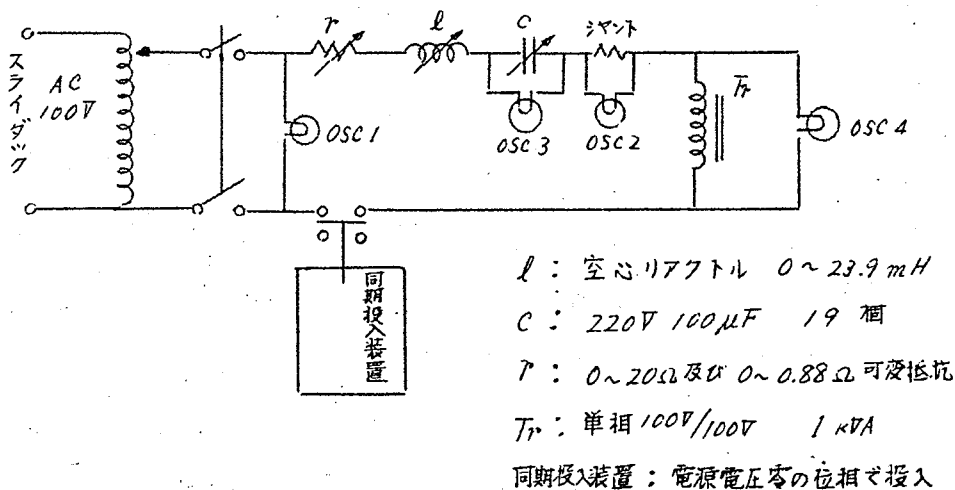


変圧器端子電圧 $\frac{X_L}{Z_b} = 0.2, \frac{X_L}{R} = 1.5, \frac{X_C}{X_L} = 3.0$

2.2.2 模擬実験による検討

上記アナログコンピューターの結果の確認のため次の模擬実験を行った。

試験回路を第 2.6 図に示す。



第 2.6 図

この回路の電源インピーダンス Z_S 及び漂遊抵抗 r_S は実測すると次の通りであつた。

$$Z_S = 0.19 + j 0.05 \Omega \quad \text{at } 60\% \quad (\text{スライダックを含む})$$

$$r_S = 0.29 \Omega$$

したがつて上記 l, C, r 以外を Z_0 とすると

$$Z_0 = 0.48 + j 0.05 \Omega$$

測定要素は次の通り

OSC 1 : 電源電圧

OSC 2 : 励磁電流

OSC 3 : コンデンサ端子電圧

OSC 4 : 変圧器端子電圧

1) 測定結果

測定結果をまとめると第2.7図(a),(b),(c)の如くなり 第2.8図にオッシロを示した。

ベースインピーダンス $Z_b = \frac{100}{10} = 10\Omega$ であり、直列コンデンサのリアクタンスは

$$300\mu F : 8.84\Omega, 500\mu F : 5.31\Omega, 1000\mu F : 2.65\Omega$$

となる。この値において X_c/X_L の値を定め、 X_L を求め 続いて

$\frac{X_L}{Z_b}$, m_0 を求めアナコンの結果とくらべると可成りよく一致する。

第2.7図(b)(c)に鎖線で示したものがアナコンの結果である。

2.23 総括

以上よりアナコンの結果の実験結果をくらべると

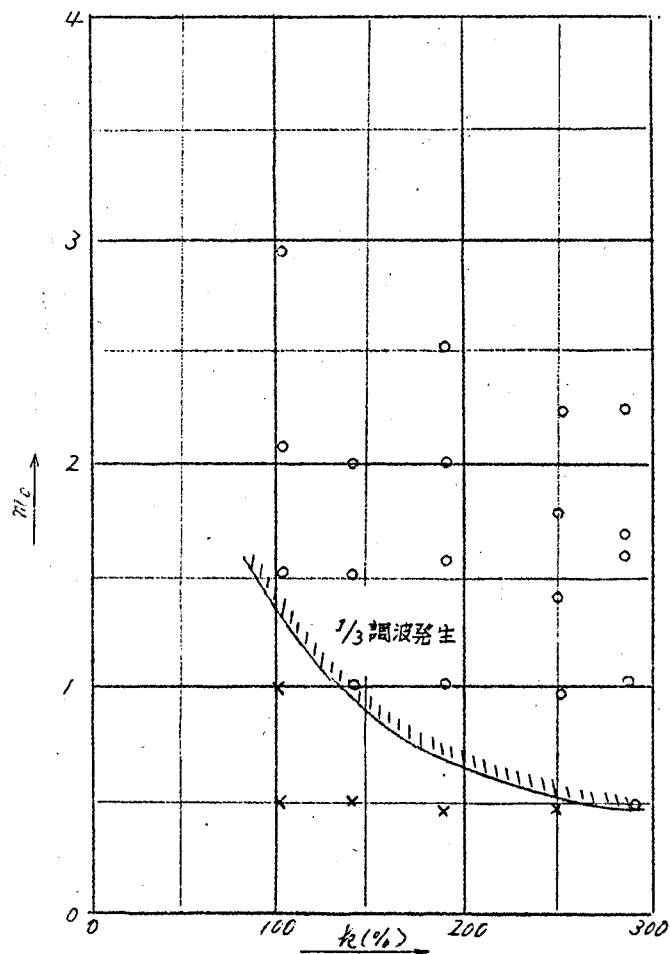
a) $\frac{1}{f}$ 調波発生下限はよく一致する。

b) しかし上限については一致しない。

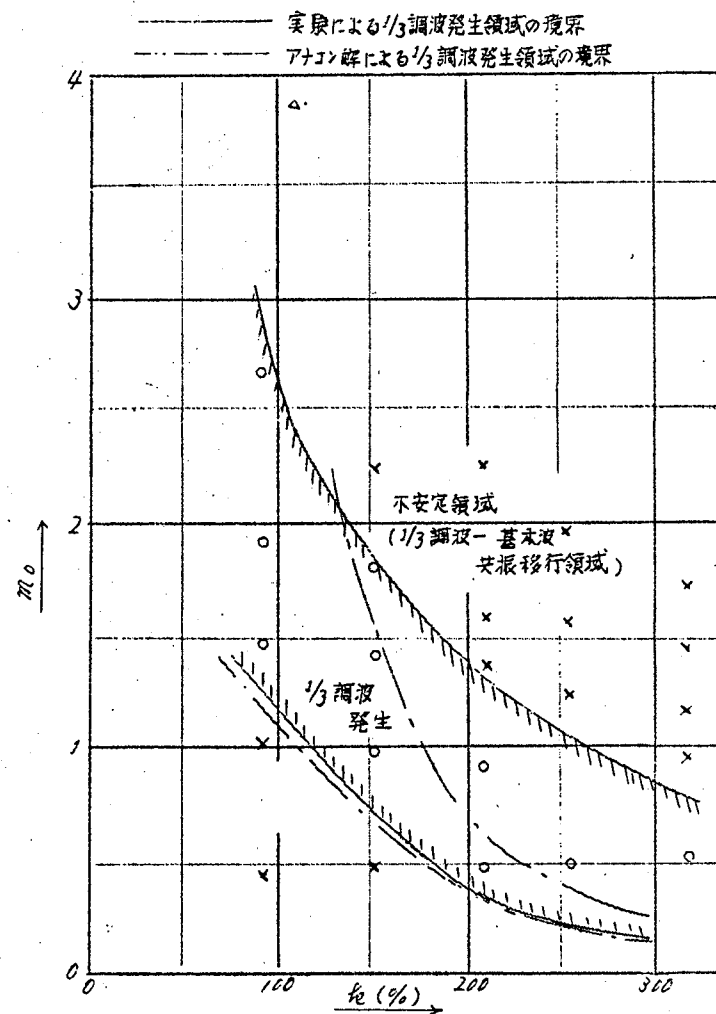
c) これは同期投入装置の投入位相のバラツキが飽和特性の差であるかはつきりしない。

實際上問題になるのは正常か異常であつて $\frac{1}{f}$ 調波発生下限をこえると何れも正常でなくなるから分教調波発生限界は下限において、この限界以上は何れにしても異常であるとして十分であろう。したがつてアナログコンピュータの結果は一つの目安として十分価値があるものと考ええる。

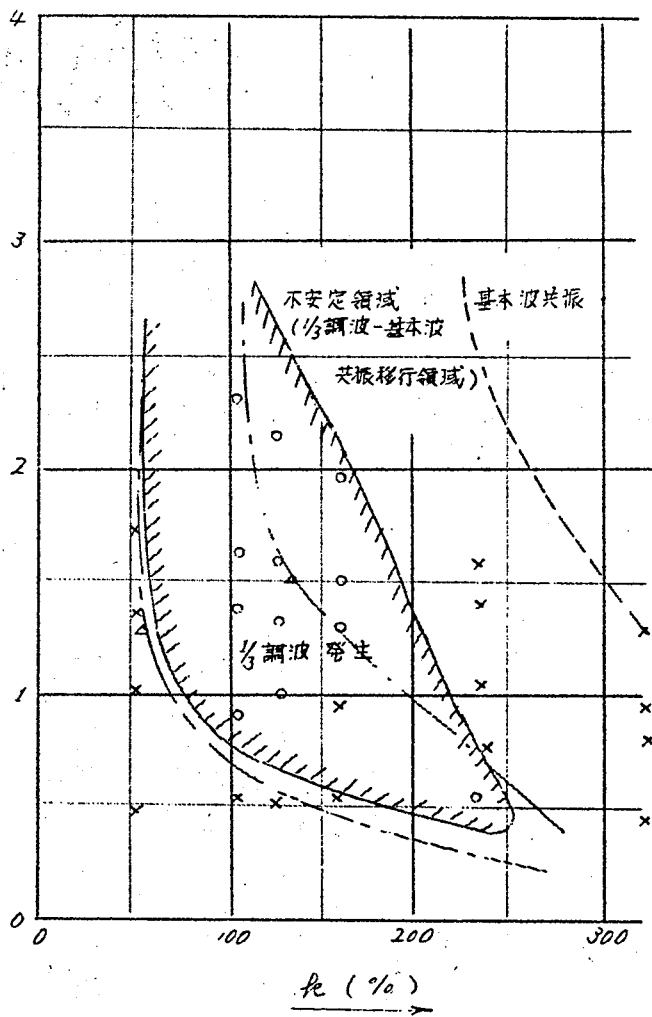
この分教調波は後述の保護間隙の放電により終熄することが実験時に知られており、現設備では特に問題とされない。



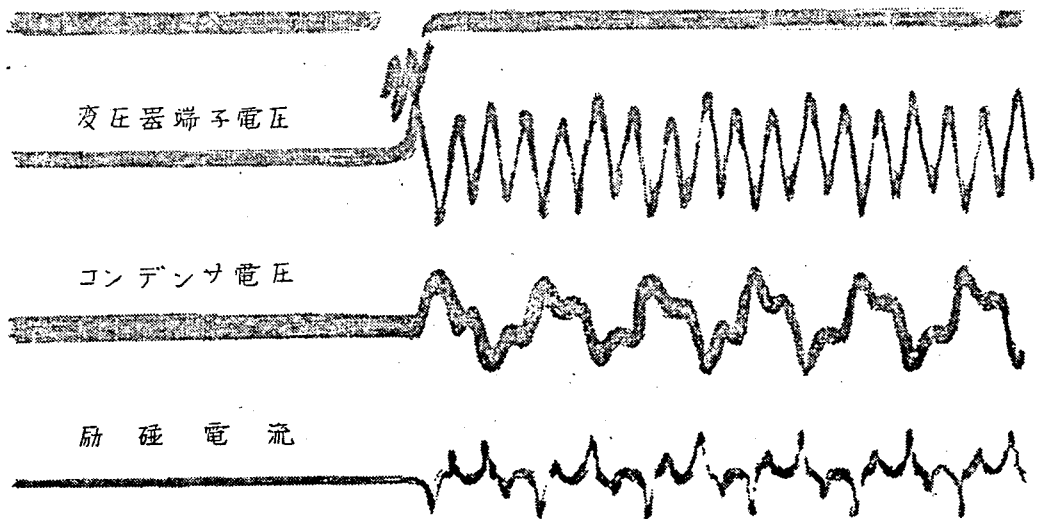
第2.7図(a) $C = 300 \mu F$



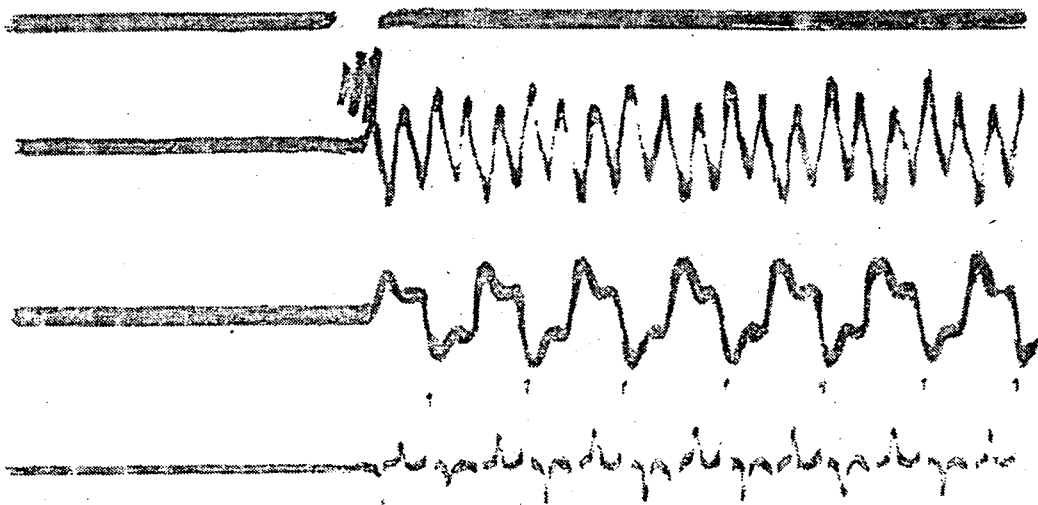
第2.7図(b) $C = 500 \mu F$



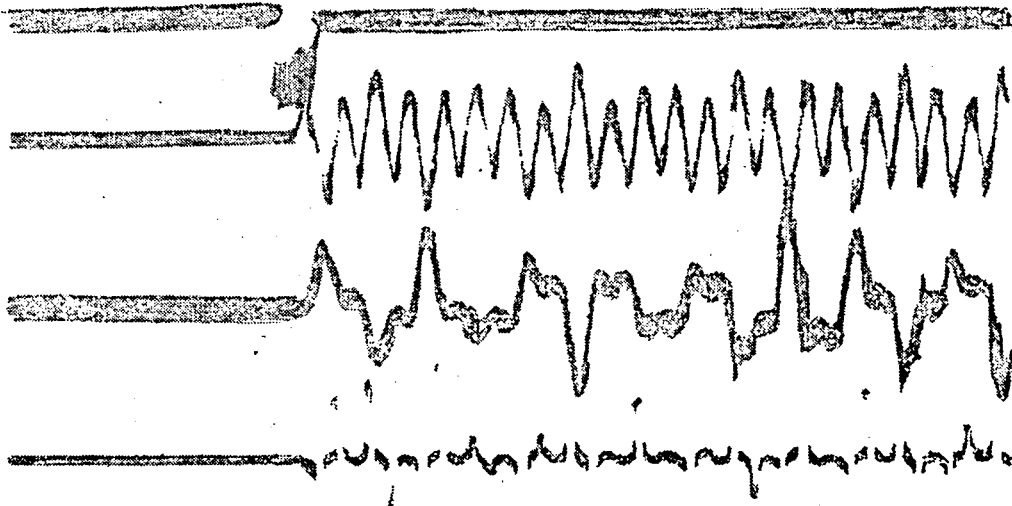
第2.7図(c) $C = 1000. \mu F$



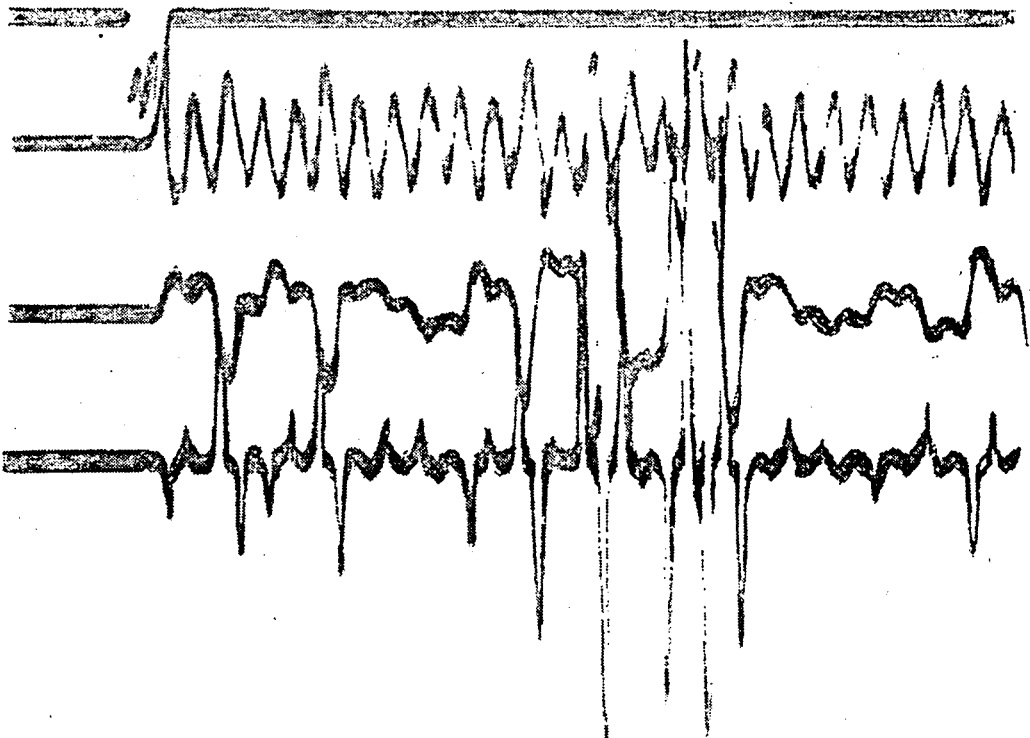
第 2.8 図 (a) $C = 300 \mu F$ $X_C/X_L = 1.41$ $X_L/r = 1.01$



第 2.8 図 (b) $C = 500 \mu F$ $X_C/X_L = 2.10$ $X_L/r = 0.49$



第 2.8 圖 (c) $C = 500 \mu F$ $X_C/X_L = 2.54$ $X_L/r = 1.24$



第 2.8 圖 (d) $C = 1000 \mu F$ $X_C/X_L = 2.34$ $X_L/r = 1.29$

2.3 誘導電動機の自己励磁

直列コンデンサ補償配電線に高圧誘導電動機が存在する場合その起動時に同期速度以下の或る速度以上に上昇せず、過大電流が流れ、電動機がうなり、起動不能になる現象がある。これを自己励磁と称している。この現象は回路全体の共振現象として解析されるが、電動機としては一般に理想電動機を考えて理論的に処理する。即ち回転機の基礎方程式をたて、これと直列コンデンサのあることより解を求めるわけであるが、次に今迄求められていなかった実用を目的とした簡単な形式の判別の誘導を行なう。

そのために先づ基礎方程式を次に求める。

2.3.1 回転機の基礎方程式

先づ次の仮定をおく。

- i) 固定子、回転子共に渦流損、ヒステリシス損を無視する。
- ii) 円筒回転子の場合空隙は一様である。
- iii) 固定子、回転子是对称配置され、自己インダクタンスは電流及び各々の相対位置に無関係とする。
- iv) 固定子、回転子間の相互インダクタンスは両者の電気角の余弦で変化する。

これより

抵抗、漏洩インダクタンスを r, l 、自己インダクタンスを L 、相互インダクタンスを M とし、固定子側を添字 S 、回転子側を添字 r で示すと次の方程式をうる。ただし瞬時値対称座標法を用いて

$$\text{固定子側} \quad e_{S1} = \left\{ r_s + \left(l_s + \frac{3}{2} L_s \right) D \right\} i_{S1} + \frac{3}{2} M D e^{j\theta} i_{r1}$$

$$e_{S2} = \left\{ r_s + \left(l_s + \frac{3}{2} L_s \right) D \right\} i_{S2} + \frac{3}{2} M D e^{-j\theta} i_{r2}$$

$$\text{回転子側} \quad e_{r1} = \left\{ r_r + \left(l_r + \frac{3}{2} L_r \right) D \right\} i_{r1} + \frac{3}{2} M D e^{-j\theta} i_{S1}$$

$$e_{r2} = \left\{ r_r + \left(l_r + \frac{3}{2} L_r \right) D \right\} i_{r2} + \frac{3}{2} M D e^{j\theta} i_{S2}$$

ただし $D \equiv \frac{d}{dt}$

今 $\omega (L_s + \frac{3}{2} L_s) = X_s$. $\omega (L_r + \frac{3}{2} L_r) = X_r$

$\frac{3}{2} \omega M = X_m$

とおくと $(L_s + \frac{3}{2} L_s) D i = \omega (L_s + \frac{3}{2} L_s) \frac{di}{d(\omega t)} = X_s \frac{di}{dt}$

ただし $\omega t = \tau$

したがって改めて $\frac{d}{dt} \equiv D$ とおき、かつ誘導電動機では $e_{r1} = e_{r2} = 0$ であるから基礎方程式は次の如くなる。

正相分 固定子側 $e_{s1} = (r_s + X_s D) i_{s1} + X_m \mathcal{E}^{j\theta} i_{r1}$ (2.7)

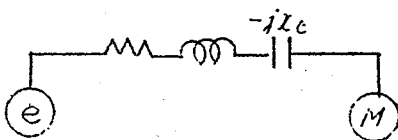
回転子側 $0 = (r_s + X_r D) i_{r1} + X_m \mathcal{E}^{-j\theta} i_{s1}$ (2.8)

逆相分 固定子側 $e_{s2} = (r_s + X_s D) i_{s2} + X_m \mathcal{E}^{-j\theta} i_{r2}$ (2.9)

回転子側 $0 = (r_s + X_s D) i_{s2} + X_m \mathcal{E}^{j\theta} i_{s2}$ (2.10)

これより逆相分方程式は正相分方程式の共軛となることが判る。したがって正相分方程式の解を求め、その共軛をとれば逆相分の解がえられる。

2.3.2 自己励磁



第 2.9 図

第 2.9 図の線路を考え、線路の抵抗リアクタンスは電動機固定子に含めるとすると、正相分方程式として次の方程式をうる。

$$\begin{cases} (r_s + X_s D + \frac{X_c}{D}) i_{s1} + X_m D (i_{r1} \mathcal{E}^{j\theta}) = e_{s1} & \text{..... (2.11)} \\ (r_r + X_r D) i_{r1} + X_m D (i_{s1} \mathcal{E}^{-j\theta}) = 0 & \text{..... (2.12)} \end{cases}$$

ここで電動機は一定速度 $n = \frac{\text{回転子速度}}{\text{同期速度}}$ になつたとすると

$\theta = n \tau$

$$\begin{aligned}
 \text{故に} \quad X_m D \mathcal{E}^{-jn\tau} i_{s1} &= X_m D \mathcal{E}^{-jn\tau} i_{s1} \\
 &= X_m (\mathcal{E}^{-jn\tau} D i_{s1} - jn \mathcal{E}^{-jn\tau}) \\
 &= X_m \mathcal{E}^{-jn\tau} (D - jn) i_{s1} \dots\dots\dots (2.13)
 \end{aligned}$$

$$X_m D \mathcal{E}^{jn\tau} i_{r1} = X_m (\mathcal{E}^{jn\tau} D i_{r1} + jn \mathcal{E}^{jn\tau} i_{r1})$$

$$\text{より} \quad D i_{r1} = \mathcal{E}^{-jn\tau} (D - jn) \mathcal{E}^{jn\tau} i_{r1} \dots\dots\dots (2.14)$$

(2.13)(2.14) 式を (2.11)(2.12) 式に代入すると

$$(r_s + X_s D + \frac{X_c}{D}) i_{s1} + X_m D (i_{r1} \mathcal{E}^{jn\tau}) = e_{s1} \dots\dots\dots (2.15)$$

$$\{r_r + X_r (D - jn)\} (i_{r1} \mathcal{E}^{jn\tau}) + X_m (D - jn) i_{s1} = 0 \dots\dots\dots (2.16)$$

(2.16) 式より $i_{r1} \mathcal{E}^{jn\tau}$ を求め (2.15) 式に代入すると

$$\begin{aligned}
 \{D^3 + (\frac{k_s + k_r}{\alpha} - jn) D^2 + \frac{1}{\alpha} (k + k_s k_r - jn k_s) D + \frac{K}{\alpha} (k_r - jn)\} i_{s1} \\
 = (k_r + D - jn) D \frac{e_{s1}}{\sigma X_s} \dots\dots\dots (2.17)
 \end{aligned}$$

$$\text{ただし} \quad k_s = \frac{r_s}{X_s}, \quad k_r = \frac{r_r}{X_r}, \quad K = \frac{X_c}{X_s}$$

$$\alpha = 1 - \frac{X_m^2}{X_s X_r}$$

(2.17) 式より

$$i_{s1} = \frac{f(D)}{F(D)} \frac{e_{s1}}{\sigma X_s} \dots\dots\dots (2.18)$$

$$\begin{aligned}
 \text{ただし} \quad F(D) &= D^3 + (\frac{k_s + k_r}{\alpha} - jn) D^2 + \frac{1}{\alpha} (k + k_s k_r - jn k_s) D + \frac{K}{\alpha} (k_r - jn) \\
 f(D) &= D^2 + (k_r - jn) D
 \end{aligned}$$

この $F(D)=0$ の根が發生する振動を規正するから、これを特性方程式と称し、 D の代わりに p とおき $F(p)=0$ が一般式であるのでこれを採用する。

したがって特性方程式 $F(p)=0$ は次の如くなる。

$$F(p) = p^3 + \left(\frac{k_s + k_r}{\sigma} - j\omega n\right)p^2 + \frac{1}{\sigma}(k + k_s k_r - j\omega n k_s)p + \frac{K}{\sigma}(k_r - j\omega n) = 0 \dots (2.19)$$

i) 特性方程式の根

(2.19) 式を解くことは困難な場合が多いので近似根を求める。先

づ k_s, k_r は小さいから両者の積 $k_s k_r$ を無視し、且つ

$$k_s \gg k_r \dots (2.20)$$

であるので、根の1次近似を求めるため $k_r = 0$ とおいて (2.19) 式を解くと、

$$F(p) = (p - j\omega n)\left(p^2 + \frac{k_s}{\sigma}p + \frac{K}{\sigma}\right) = 0$$

より、

$$p_1 = j\omega n \quad p_2, p_3 = -\frac{k_s}{2\sigma}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\sigma K}{k_s^2}}\right) \dots (2.21)$$

即ち3根の内2根は実数部が負であるから、この根により規制される現象は減衰する。したがって自己励振現象を表はす根は p_1 の一根本であると言える。今 $k_r = 0$ とおいての根であるが、

k_r は極めて小さいことより、実際の (2.19) 式を解いた根も一根本は実数部は極めて小さく、虚数部も $j\omega n$ に極めて近いことが想定されるから根の2次近似として $p_1 = \delta_1 + j\omega n$ とおく、これを (2.19) 式に代入するが、ここで $F(\delta_1 + j\omega n)$ について考えよ。Taylorの展開を用いて

$$F(\delta_1 + j\omega n) = F(j\omega n) + \delta_1 F'(j\omega n) + \frac{\delta_1^2}{2} F''(j\omega n) + \dots$$

$$\doteq F(j\omega n) + \delta_1 F'(j\omega n) \doteq 0$$

故に

$$\delta_1 = -\frac{F(j\omega n)}{F'(j\omega n)} \dots (2.22)$$

$$\text{したがって} \quad F(j\omega n) = \frac{k_r}{\sigma}(k - \omega^2)$$

$$F'(j\omega n) = -\omega^2 + \frac{K}{\sigma} + j\frac{\omega}{\sigma}(k_s + 2k_r)$$

故に
$$\delta_1 = -k_r \frac{K - n^2}{K - \sigma n^2 + j n (k_s + 2k_r)}$$

これより

$$p_1 = -\frac{k_r (K - n^2) (K - \sigma n^2)}{(K - \sigma n^2)^2 + n^2 (k_s + 2k_r)^2} + j n \left\{ 1 + \frac{k_r (K - n^2) (k_s + 2k_r)}{(K - \sigma n^2)^2 + n^2 (k_s + 2k_r)^2} \right\} \quad (2.23)$$

他の2根は(2.21)式に見る如く実数部は負であり(2.19)式をといても(2.21)式と近似していることから自己励振を起す根は p_1 でありこの実数部より限界は

$$(K - n^2)(K - \sigma n^2) = 0 \quad (2.24)$$

であり $\sigma < 1$ であるから $n^2 > \sigma n^2$

故に p_1 の実数部は $(K - n^2)(K - \sigma n^2) < 0$ ならば実数部が正となり振動は増大される。したがって自己励振の発生は正制動ではなく負制動になることであり、(2.24)式より

$$\begin{aligned} \text{正制動} \quad & K > n^2 \\ \text{零制動} \quad & K = n^2 \text{ 又は } \sigma n^2 \\ \text{負制動} \quad & \sigma n^2 < K < n^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

したがって(2.25)式が自己励振を与える判別式である。

又限界の場合は $p_1 = 0 + j n_s$ であるべきだから(2.19)式に代入して実数部と虚数部より次の2式をうる。

$$\sigma n_s^3 - \sigma n n_s^2 - (K + k_s k_r) n_s + K n = 0$$

$$(k_s + k_r) n^2 - n k_s n_s - K k_r = 0$$

$$\text{或いは} \quad n_s^3 - n n_s^2 - b n_s + n g = 0 \quad (2.26)$$

$$a n_s^2 - c n n_s - d = 0 \quad (2.27)$$

$$\text{ただし} \quad a = k_s + k_r$$

$$b = \frac{K + k_s k_r}{\sigma}$$

$$c = k_s$$

$$d = K k_r$$

$$g = \frac{K}{\sigma}$$

(2.26) (2.27) 式より n_s を求めると

$$n_s = \frac{\{a^2g - d(a-c)\}n}{a(ab-d) + c(a-c)n^2} \dots\dots\dots (2.28)$$

(2.28) 式を (2.27) 式に代入すると

$$ac^2(a-c)gn^4 - \{[a^2g - d(a-c)]^2 - c(ab-d)\{a^2g + d(a-c)\}\}n^2 + ad(ab-d)^2 = 0 \dots\dots\dots (2.29)$$

この方程式は n について 4 次方程式であるから根は 4 つあるが、実際上は限界は 2 つ又は 1 つと考えられ、かつ n は実数であるから等根を有するものと考えるのが妥当であろう。したがって判別式より

$$D = \{[a^2g - d(a-c)]^2 - c(ab-d)\{a^2g + d(a-c)\}\}^2 - 4a^2c^2dg(a-c)(ab-d)^2$$

$$= a^2\{a^2g - d(a-c)\}^2\{a^2g^2 - 2adg + 4cdg + d^2 - 2bcag - 2bcd + b^2c^2\}$$

ここで $a^2 = (k_s + k_r)^2 > 0$

$$\{a^2g - d(a-c)\}^2 > 0$$

$$a^2g^2 - 2adg + 4cdg + d^2 - 2abcg - 2bcd + b^2c^2$$

$$= (1-\alpha)^2 K^2 - 2(1+\alpha) K k_s^2 + k_s^4$$

したがって (2.29) 式が等根であるためには $D = 0$

故に $(1-\alpha)^2 K^2 - 2(1+\alpha) K k_s^2 + k_s^4 = 0 \dots\dots\dots (2.30)$

これは又 $\{k_s^2 - (1+\sqrt{\alpha})^2 K\}\{k_s^2 - (1-\sqrt{\alpha})^2 K\} = 0$

又実根であるためには $D \geq 0$ であることから

$$k_s^2 < (1+\sqrt{\alpha})^2 K$$

であることが $k_s \ll 1 \quad K < 1$

なることから言える。したがって

$$k_s^2 \leq (1-\sqrt{\alpha})^2 K$$

$$\{k_s - (1-\sqrt{\alpha})\sqrt{K}\}\{k_s + (1-\sqrt{\alpha})\sqrt{K}\} \leq 0$$

よって $k_s \leq (1-\sqrt{\alpha})\sqrt{K} \dots\dots\dots (2.31)$

が限界条件であり、この式の意味することは、 k_s が $(1-\sqrt{\alpha})\sqrt{k}$ より大なる時は自己励磁は起らないことを示す。又 (2.28) 式を普通して自己励磁限界即ち零制動の時の虚数部は次式で与えられる。

$$n_s = \frac{\{(k_s + k_r)^2 - \alpha k_s k_r\} n_k}{(k_s + k_r)^2 (k_s k_r + K) - (k_s + k_r) K + \alpha k_s k_r n^2} \quad (2.32)$$

2.3.3 自己励磁の様相

自己励磁を発生すると回転数が上昇しない。このことはトルクが十分でないのか或いは二種類即ち正のトルクと負のトルクとが存在し、両者の相対性で決定されるものか不明であるが、しかし実際に回路に流れる電流は大きいから多分後者であろうことは推定される。又実際自己励磁発生時オッシロをとると電流が動揺即ち増大したり減少したりすることが見られることよりトルクに二種あり、その相対性により定まる如く考えられる。以下にトルクについて検討する。一般にトルクは次式で与えられる。

$$T = 3 \frac{P}{\omega} \operatorname{Re} (j X_m i_{s2} i_{r1} \varepsilon^{j\theta}) \quad (2.33)$$

ただし P : 極数, Re は実数部の意味

自己励磁発生時のトルクは (2.33) 式に i_{s2} , i_{r1} を代入することにより求めることができる。それには先づ i_{s2} , i_{r1} を求める必要がある。

今 i_{r1} を求めるために (2.12) 式より

$$(D + k_r) i_{r1} = - \frac{X_m}{X_r} D (i_{s1} \varepsilon^{-j\theta})$$

この式に常微分法を用いて

$$i_{r1} = C \varepsilon^{-\int k_r d\tau} + \varepsilon^{-\int k_r d\tau} \int \left\{ -\frac{X_m}{X_r} \frac{d}{d\tau} (i_{s1} \varepsilon^{-j\theta}) \right\} \varepsilon^{\int k_r d\tau} d\tau$$

ここで $\int k_r d\tau = k_r \tau$.

$$\text{故に } i_{r1} = C E^{-k_r \tau} - \frac{X_m}{X_r} E^{-k_r \tau} \int \frac{d}{d\tau} (i_{s1} E^{-j\theta}) E^{k_r \tau} d\tau$$

右辺第2項に部分積分を用い

$$\int \frac{d}{d\tau} (i_{s1} E^{-j\theta}) E^{k_r \tau} d\tau = i_{s1} E^{-j\theta} E^{k_r \tau} - \int i_{s1} E^{-j\theta} \cdot k_r E^{k_r \tau} d\tau$$

したがって

$$i_{r1} = C E^{-k_r \tau} - \frac{X_m}{X_r} i_{s1} E^{-j\theta} + \frac{X_m}{X_r} E^{-k_r \tau} \int k_r E^{k_r \tau} i_{s1} E^{-j\theta} d\tau$$

$\tau = 0$ の時 $i_{r1} - i_{s1} = 0$ 故に

$$i_{r1} = -\frac{X_m}{X_r} i_{s1} E^{-j\theta} + \frac{X_m}{X_r} k_r E^{-k_r \tau} \int E^{k_r \tau} i_{s1} E^{-j\theta} d\tau \dots (2.34)$$

(1.33)式に代入すると

$$T = \frac{3P}{\omega} \operatorname{Re} j \left(-\frac{X_m^2}{X_r} i_{s1} i_{s2} + \frac{X_m^2}{X_r} i_{s2} k_r E^{-k_r \tau + j\theta} \int E^{k_r \tau} i_{s1} E^{-j\theta} d\tau \right) \dots (2.35)$$

ここで右辺()内第1項は i_{s1} , i_{s2} 共転なるものの積であるから実数になり、それに j がかかるからトルクには関係ない。したがって (2.35)式は次の如くなる。

$$T = 3 \frac{P}{\omega} \operatorname{Re} \left(j \frac{X_m^2}{X_r} i_{s2} E^{-k_r \tau + j\theta} \int k_r E^{k_r \tau} i_{s1} E^{-j\theta} d\tau \right) \dots (2.36)$$

今回转子速度を n とすると固定子正相電流 i_{s1} は基本周波数の $\dot{I}_{s1} e^{j\tau}$ と $p_1 = \delta_1 + jn$ でその様相が規定される電流と2.3.2節で与えられた p_2 , p_3 で与えられる電流の各々の和であるが、 p_2 , p_3 で与えられる電流は減衰が早いとしてこれを無視すると

$$\begin{aligned} i_{s1} &= \dot{I}'_{s1} E^{j\tau} + \dot{I}''_{s1} E^{(\delta_1 + jn_1)\tau} \\ &= \dot{I}'_{s1} E^{j\tau} + \dot{I}''_{s1} E^{\delta_1 \tau + j(n-b)\tau} \dots (2.37) \end{aligned}$$

$$\text{ただし } n_1 = n - b$$

又 i_{s2} は i_{s1} の共転であるから

$$i_{s2} = \dot{I}'_{s2} E^{-j\tau} + \dot{I}''_{s2} E^{-\delta_1 \tau - j(n-b)\tau} \dots (2.38)$$

(2.37)(2.38) 式を (2.36) 式に代入すればトルクは求まる。即ち

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{-k_r \tau + j n \tau} \int k_r \varepsilon^{k_r \tau} \dot{I}_{s1} \varepsilon^{-j n \tau} d\tau \\ &= \varepsilon^{-k_r \tau + j n \tau} \int k_r \varepsilon^{k_r \tau} (\dot{I}_{s1}' \varepsilon^{j \tau} + \dot{I}_{s1}'' \varepsilon^{(a_1 + j n_1) \tau}) \varepsilon^{-j n \tau} d\tau \\ &= \varepsilon^{-k_r \tau + j n \tau} \left\{ \int k_r \dot{I}_{s1}' \varepsilon^{k_r \tau + j(1-n) \tau} d\tau + \int k_r \dot{I}_{s1}'' \varepsilon^{(a_1 + k_r) \tau + j(n_1 - n) \tau} d\tau \right\} \end{aligned}$$

ここで $1 - n = s$ $n_1 - n = -b$ とおくと上式は次の如くなる。

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{-k_r \tau + j n \tau} \int k_r \varepsilon^{k_r \tau} \dot{I}_{s1} \varepsilon^{-j n \tau} d\tau \\ &= \frac{k_r}{k_r + j s} \dot{I}_{s1}' \varepsilon^{j \tau} + \frac{k_r}{s_1 + k_r - j b} \dot{I}_{s1}'' \varepsilon^{s_1 \tau + j(n-b) \tau} \end{aligned}$$

したがって (2.36) 式の () 内を A とおくと

$$\begin{aligned} A &= j \frac{\chi_m^2}{\chi_r} (\dot{I}_{s2}' \varepsilon^{j \tau} + \dot{I}_{s2}'' \varepsilon^{s_2 \tau - j(n-b) \tau}) \left(\frac{k_r}{k_r + j s} \dot{I}_{s1}' \varepsilon^{j \tau} + \frac{k_r}{s_1 + k_r - j b} \dot{I}_{s1}'' \varepsilon^{s_1 \tau + j(n-b) \tau} \right) \\ &= j \frac{\chi_m^2}{\chi_r} \left\{ \frac{k_r}{k_r + j s} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}' + \frac{k_r}{k_r + j s} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}'' \varepsilon^{s_1 \tau + j(s+b) \tau} + \frac{k_r}{s_1 + k_r - j b} \dot{I}_{s2}' \dot{I}_{s1}'' \varepsilon^{s_1 \tau - j(s+b) \tau} \right. \\ &\quad \left. + \frac{k_r}{s_1 + k_r - j b} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}'' \varepsilon^{2 s_1 \tau} \right\} \dots\dots\dots (2.39) \end{aligned}$$

(2.39) 式において第 2 項第 3 項は $s+b$ が振動するが、平均トルクを考へる限りでは無視してよいから トルクの式は

$$T = j \frac{P}{\omega} \operatorname{Re} \left\{ j \frac{\chi_m^2}{\chi_r} \left(\frac{k_r}{k_r + j s} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}' + \frac{k_r}{s_1 + k_r - j b} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}'' \varepsilon^{2 s_1 \tau} \right) \right\}$$

$$\text{故に } T = j \frac{P}{\omega} \frac{\chi_m^2}{\chi_r} \left\{ \frac{s k_r}{k_r^2 + s^2} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}' - \frac{b k_r}{(s_1 + k_r)^2 + b^2} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}'' \varepsilon^{2 s_1 \tau} \right\} \dots\dots\dots (2.40)$$

この式は又次の如くにも表わせる。

$$T = T(s) - T(b) \dots\dots\dots (2.41)$$

$$\text{即ち } T(s) = j \frac{P}{\omega} \frac{\chi_m^2}{\chi_r} \frac{s k_r}{k_r^2 + s^2} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}' \quad : \text{加速トルク} \dots\dots\dots (2.42)$$

$$T(b) = j \frac{P}{\omega} \frac{\chi_m^2}{\chi_r} \frac{b k_r}{(s_1 + k_r)^2 + b^2} \dot{I}_{s1}' \dot{I}_{s2}'' \varepsilon^{2 s_1 \tau} : \text{減速トルク} \dots\dots\dots (2.43)$$

加速トルク、減速トルクの名称は便宜上つけたものであるが、

$$T(s) - T(b) < 0$$

ならば電動機は減速する。

(2.41)式より自己励磁発生時の様相を記述すると、

i) 自己励磁の限界以前では $\delta_1 < 0$ であるから $T(b)$ は減衰するから $T(s)$ ぞ電動機は加速される。

ii) 自己励磁の限界内に入ると δ_1 が 0 から負になり、その絶対値は回転数の増加につれ大きくなり、かつ b が小さくなり $T(b)$ は急速に増大する。一方 $T(s)$ の s も小さくなると大きくなるが、 $T(s)$ よりも $T(b)$ の増加が大きいので $T(s) < T(b)$ の条件になると減速し回転数は低下する。

iii) 回転数が低下すると δ_1 が小さくなり、かつ b も大きくなるから $T(b)$ は小さくなり、 $T(s) > T(b)$ となり回転数が上り i) にもどる。

iv) もしも自己励磁限界以下になると $T(s) > T(b)$ となり回転数が上り i) にもどる。

以上の如く自己励磁発生時の電動機の回転数は動揺し、電流もしたがって低周波振動が重畳し動揺する。この様相はオシロスコープで見られる。

2.3.4 自己励磁の判定

(2.25) 式に与えた限界式について考えると、零制動も含めて

$$\omega n^2 \leq K \leq n^2$$

n について考えると $\sqrt{K} \leq n \leq \sqrt{\frac{K}{\omega}}$ (2.44)

即ち
$$K = \frac{X_c}{X_L} = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \frac{1}{\omega^2 L_s C}$$

ただし
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_s C}}$$

故に
$$\omega_0 \leq \omega \leq \frac{\omega_0}{\sqrt{\omega}} \quad \text{..... (2.45)}$$

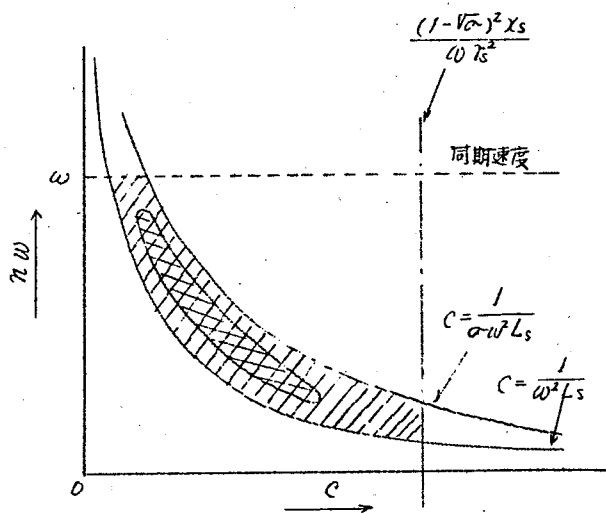
したがって電動機の角速度が ω_0 と $\frac{\omega_0}{\sqrt{\alpha}}$ の間に入れば自己励磁が発生することになる。

$$\alpha n^2 \omega^2 L_s \leq \frac{1}{C} \leq n^2 \omega^2 L_s$$

$$\text{故に} \quad \frac{1}{n^2 \omega^2 L_s} \leq C \leq \frac{1}{\alpha n^2 \omega^2 L_s} \quad (2.46)$$

(2.46) 式よりコンデンサ容量と回転数との関係が得られる。

この式は第2.10図に示す如き二つの双曲線を与えられ、この双曲線ではさまれた部分が自己励磁発生の部分となる。しかしこれでは C の大きなところ即ちコンデンサリアクタンスの小さなところでも発



生の可能性があることを示しているが、この上限を与えるものが(2.31)式であり、

$$k_s \leq (1 - \sqrt{\alpha}) \sqrt{k}$$

これを變形すると

第 2.10 図

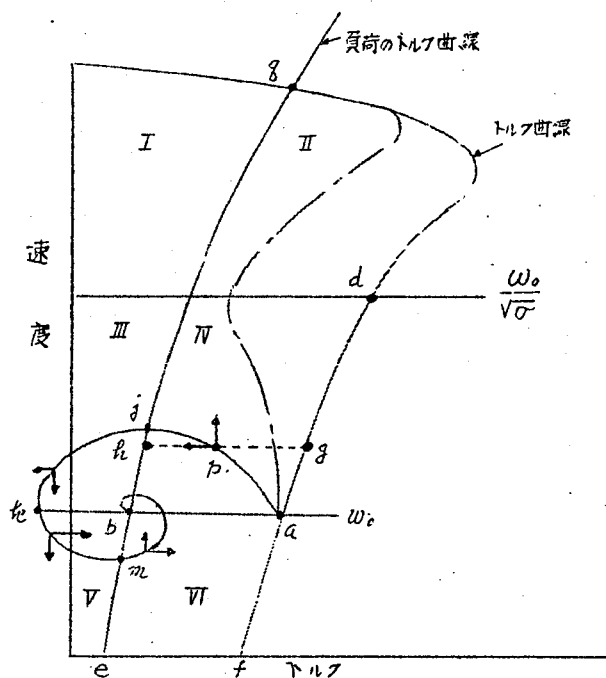
$$L_s \leq (\sqrt{X_s} - \sqrt{\alpha X_s}) \sqrt{X_c} \quad (2.47)$$

$$\text{故に} \quad C \leq \frac{(1 - \sqrt{\alpha})^2 X_s}{\omega L_s^2} \quad (2.48)$$

第2.9図にて鎖線で示したのが(2.48)式でこれより小さいところで自己励磁が発生する。したがって第2.10図斜線で示した部分が特性方程式の根中に実数部が負になる根がある部分である。実際に電動機が起動不能になる部分はトルク式 即ち(2.40)式による判定が必要であつて自己励磁の安定性を吟味する必要がある。

今第2.11図に示す如く電動機のトルク曲線を $fadg$ とし、負荷のトルク曲線を ebg とすると(2.45)式に示す速度の2本の水平線を設定する。

この図で自己励磁の様相を記述すると次の如くなる。



第2.11 図

- i) 図において I より VII までの部分に分けると I, II 及び V, VI の部分では特許方程式の根の実数部はすべて正であり、振動は減衰する。またトルクも $T(b)$ が小さく、
- ii) III, IV においては根の実数部は一根のみ負となり(2.40)式で与えられる如きトルクとなる。今、a 点に達したとすると、トルクを減少させる作用を $T(b)$ が行ない a 点より電動機

は p 点に向ふ。この場合の pg が $T(b)$ と考えてよく、

- iii) 速度が上がると p 点より g 点に向ふが、g 点は負荷のトルク曲線とこれをすぎると電動機トルクより負荷のトルクが大きいため減速する。しかし依然として $T(b)$ は増大しているから g 点は図の如く移動して o 点に達する。

- iv) o 点では根の実数部が零となり続いて正に移行するから o 点を過ぎてからは減速されると同時に電動機のトルクは増大の方向になり図の軌跡をとり m 点に向ふ。

ⅴ) かようにして最後にb点に到着いた状態では電動機はこれ以上速度上昇しない。即ち自己励磁状態となる。

ⅵ) 以上の様な状態にならない場合例えば電動機回転子の慣性が大きい場合、或いは回転子の加速に余力を必要としない場合には図の鎖線の如き軌跡をたどつてgなる安定点に移行する。

以上の定性的な説明より実際上の自己励磁現象発生に限界は第2.10図に示す限界範囲の内部にある部分となる。したがつて実用上この限界を正確に求めることは困難であるから、先づ(2.44)(2.45)(2.46)式と(2.48)式で与えられる判定式を1つの目安として(2.40)式のトルクの式を求め、第2.11図の如き図式で求めることが簡便であらう。

2.3.5 防止対策

自己励磁防止対策として考えられることは

- i) コンデンサリアクタンスの減少。
- ii) 抵抗をコンデンサに並置する。

の方法がある。i) は言うまでもなく発生範囲の外に出る様コンデンサリアクタンスを小さくすることであるが、当初目録よりコンデンサリアクタンスは定められるから、通常はii)の方法を採用する。この場合の所要抵抗値を求める。

今この抵抗をRとすると特許方程式 $F(p)=0$ は次の如くなる。

$$F(p) = p^3 + \left(\frac{k_s + k_r}{\sigma} + \eta - jn \right) p^2 + \frac{1}{\sigma} \left[K + k_s k_r + \eta (k_s + k_r) - jn (k_s + \sigma \eta) \right] p + \frac{k_s k_r + K}{\sigma} (k_r - jn) = 0 \quad (2.49)$$

$$\text{即ち } \eta = \frac{X_c}{R}$$

前と同様にして近似根を求めると

$$p_1 = -k_r \frac{K + \eta k_s - n^2 + j \cdot n \cdot \eta}{K + k_s k_r + \eta (k_s + k_r) - \sigma n^2 + j n (k_s + 2 k_r + \sigma \eta)} + j n \quad (2.50)$$

この実数部を α_1 とおくと

$$\alpha_1 = -k_r \frac{A}{B}$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } A = & k^2 + \{k_s k_r + 2k_s \eta + k_r \eta - n^2(1+\sigma)\} K \\ & + k_s^2 k_r \eta + k_s^2 \eta^2 + k_s k_r \eta^2 + n^2(k_r \eta - k_s k_r - \sigma k_s \eta + \sigma \eta) + \sigma n^2 \end{aligned}$$

$$B = \{K + k_s k_r + \eta(k_s + k_r) - \sigma n^2\}^2 + n^2(k_s + 2k_r + \sigma \eta)^2$$

しなるに $B > 0$ であるから $A \leq 0$ なるためには

$$A = (k - \beta_1)(k - \beta_2)$$

とおいて $\beta_1 > \beta_2$ とおいて

$$\beta_2 \leq k \leq \beta_1 \quad (2.51)$$

$$\text{ここで } \beta_1 = \frac{1}{2} \{ \sqrt{n^2(1-\sigma)^2 - 4n^2(k_r - \sigma k_s + \sigma)} \eta + 4 \{ n^2(1+\sigma) - (2k_s + k_r) \eta \} \}$$

$$\beta_2 = \frac{1}{2} \{ -\sqrt{n^2(1-\sigma)^2 - 4n^2(k_r - \sigma k_s + \sigma)} \eta + 4 \{ n^2(1+\sigma) - (2k_s + k_r) \eta \} \}$$

故に (2.51) 式で与えられる条件以外の k では自己励磁が発生する。

上式の根号内は ≥ 0 であるべきだから

$$n^2 \{ n(1-\sigma) + 2 \sqrt{(k_r - \sigma k_s + \sigma) \eta} \} \{ n(1-\sigma) - 2 \sqrt{(k_r - \sigma k_s + \sigma) \eta} \} \geq 0$$

$$\text{故に } n \geq \frac{2}{1-\sigma} \sqrt{(k_r - \sigma k_s + \sigma) \eta} \quad (2.52)$$

今限界として $p_r = 0 + j n s$ とあつたとすると (2.49) 式より

$$\begin{cases} \sigma n s^2 - \sigma n n s^2 - \{k + (k_s + k_r) \eta\} n s + n(k_s \eta + k) = 0 \\ (k_s + k_r + \eta \eta) n s^2 - n(k_s + \eta \eta) n s - k_r(k_s \eta + k) = 0 \end{cases}$$

この二式より前と同様にして

$$\eta = \frac{(1-\sqrt{\sigma}) \sqrt{K} - k_s}{\sqrt{\sigma}} \quad (2.53)$$

これより限界の抵抗 R_m は

$$R_m = \frac{\sqrt{\sigma} \chi_c \cdot \chi_s}{(\sqrt{\chi_s} - \sqrt{\sigma} \sqrt{\chi_s}) \sqrt{\chi_c} - r_s} \quad (2.54)$$

この R_m より小さい抵抗を並置すれば自己励磁は防止できる。

2.3.6 諸文献との対比

1) 北陸電力森川氏 研究論文“直列補償線路に連なる誘導電動機の異常現象”電気試験所研究報告 No 486 昭和22年2月号との比較
森川氏の論文の特性方程式は(2.14)式と同じであるが、発生範囲を数値計算で出しておられ、次の判定式を示しておられる。

即ち次式の $\frac{1}{C}$ よりも大きな値において自己励磁が発生するとされている。

$$\frac{1}{C} \geq \frac{L_r r_s^2}{M^4} \left\{ 2L_s L_r - M^2 \right\} + 2 \sqrt{L_s L_r (L_s L_r - M^2)} \quad (2.55)$$

この式は次の如く変換される。

$$\frac{\omega}{\omega_c} \geq \frac{\omega^4}{\omega_c} \cdot \frac{X_r r_s^2}{X_m^4} \left\{ \frac{2X_s X_r - X_m^2}{\omega^2} + 2 \sqrt{\frac{X_s X_r (X_s X_r - X_m^2)}{\omega^4}} \right\}$$

$$\omega \chi_c \geq \frac{\omega X_r r_s^2}{X_m^4} \left\{ X_s X_r (1 + \sigma) + 2 X_s X_r \sqrt{\sigma} \right\} = \frac{\omega X_r r_s^2}{X_m^4} X_s X_r (1 + \sqrt{\sigma})^2$$

故に $\frac{\chi_c}{\chi_s} = K \geq \frac{X_r^2 r_s^2}{X_m^4} (1 + \sqrt{\sigma})^2$

又 $\sigma = 1 - \frac{X_m^2}{X_s X_r}$ 故に $X_m^2 = X_s X_r (1 - \sigma)$

したがって $K \geq \frac{r_s^2}{X_s^2} \frac{(1 + \sqrt{\sigma})^2}{(1 - \sigma)^2} = k_s^2 \frac{(1 + \sqrt{\sigma})^2}{(1 - \sigma)^2}$

即ち $k_s^2 \leq \left(\frac{1 - \sigma}{1 + \sqrt{\sigma}} \right)^2 K = (1 - \sqrt{\sigma})^2 K \quad (2.56)$

よって $k_s \leq (1 - \sqrt{\sigma}) \sqrt{K} \quad (2.57)$

先に求めた(2.31)式と同一となる。

又(2.25)(2.46)式に与えた判別式と森川氏の実験計算された発端

図とを対比すると、第 2.12 図の如くなる。この場合の各定数は次の通り

電動機定格 200 V 50 〃 10 HP

$$L_s = 47 \text{ mH} \quad L_r = 18 \text{ mH} \quad M = 7.5 \text{ mH}$$

$$r_s = 1.3 \Omega \quad r_r = 0.2 \Omega$$

図において点線は (2.46) 式で与えた範囲であり、実線は森川氏の計算されたものである。

又鎖線は C の限界を示すものである。

これより (2.46) (2.48) 式による判別と実際の数値計算とは大した開きはなく、実用的に十分な目安を与えることが分る。

ii) ソ連文献

本文献で与えている限界式は

$$\omega p_1 < \omega p < \omega p_2 \dots\dots\dots (2.58)$$

でこの誘導は定性的に考えたものであるが、本研究との対比は次の如くで

$$\omega p = n \omega \quad \omega p_1 = \omega_0 \quad , \quad \omega p_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{\alpha}}$$

で (2.45) 式と同一である。

iii) スエーデン Knudsen "コンデンサを含む回路の 2 つの共振現象"

ASEA Journal 1954 . p.85

本文献はソ連の文献と同一であり、ソ連の理論式の導出はこの文献によったものと思う。

iv) アメリカ Butler, Concordia "直列コンデンサによる技術的問題"

EE 1937 Aug p.975

本論文は直列コンデンサに並列に抵抗を入れるとして特性方程式を導出し、次の式を与えている。

$$\begin{aligned}
F(p) = & p^6 (X'^2 T_0^2) \\
& + p^5 \{ (2X' T_0)(X + \alpha X' T_0 + r T_0) \} \\
& + p^4 \{ (X + \alpha X' T_0 + r T_0)^2 + (2X' T_0)(\alpha X + \omega^2 X' T_0 + r + \alpha r T_0 + X_c T_0) \} \\
& + p^3 \{ 2X' T_0 (X_c + \omega^2 X) + 2(X + \alpha X' T_0 + r T_0)(\alpha X + \omega^2 X' T_0 + r + \alpha r T_0 + X_c T_0) \} \\
& + p^2 \{ (\alpha X - \omega^2 X' T_0 + r + \alpha r T_0 + X_c T_0)^2 + 2(X + \alpha X' T_0 + r T_0)(X_c - \omega^2 X) \\
& \quad + (\alpha X' T_0 + 2X + r T_0)^2 \omega^2 + 4\omega^2 X' T_0 (\alpha X + r) \} \\
& + p \{ 2(\alpha X - \omega^2 X' T_0 + r + \alpha r T_0 + X_c T_0)(X_c - \omega^2 X) \\
& \quad + 2\omega^2 (\alpha X' T_0 + 2X + r T_0)(\alpha X + r) \} \\
& + \{ (X_c - \omega^2 X)^2 + (\alpha X + r)^2 \omega^2 \} \quad \dots\dots\dots (2.59)
\end{aligned}$$

この $F(p) = 0$ の根が特性を与えるわけであるが、根の実数部がすべて負であるための条件としては *Hurwitz* の定理で求められる。しかしこの論文では必要条件である $F(p) = 0$ の係数が全部正であることから p^6 , p^5 , p^4 , p^3 の係数は正であるので p^2 の係数が正である条件から限界を求めている。ただし p^2 の係数中 T_0 は極めて大きいから T_0^2 に対し T_0 は無視しようとして結局 p の係数を零とおいて X_c の限界を求めている。即ち

$$\begin{aligned}
& 2(\alpha X - \omega^2 X' T_0 + r + \alpha r T_0 + X_c T_0)(X_c - \omega^2 X) \\
& + 2\omega^2 (\alpha X' T_0 + 2X + r T_0)(\alpha X + r) \geq 0 \quad \dots\dots\dots (2.60)
\end{aligned}$$

- ただし
- X' : 過渡リアクタンス
 - T_0 : 固定子開路時の回転子の時定数
 - X : 同期リアクタンス
 - r : 固定子抵抗
 - ω : 角速度
 - X_c : 直列コンデンサリアクタンス
 - $\alpha = \frac{X_c}{R}$
 - R : 直列コンデンサに並列に挿入される抵抗

(2.60) 式より T_0 が大きいことに着目し、 T_0 で割ると

$$\left(\frac{\alpha X}{T_0} - \omega^2 X' + \frac{r^2}{T_0} + \alpha r + X_c \right) (X_c - X \omega^2) \\ + \omega^2 \left(\alpha X' + \frac{2X}{T_0} + r \right) (\alpha X + r) \geq 0$$

$\frac{\alpha X}{T_0}$, $\frac{r^2}{T_0}$, $\frac{2X}{T_0}$ を無視して限界を求めると

$$\frac{X_c}{\omega^2} = \frac{1}{2} \left\{ X + X' - \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) \left(\frac{r}{\omega} \right) \right\} \\ \pm \sqrt{\frac{(X - X')^2}{4} - \left\{ X X' \left(\frac{\alpha}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right\} - \frac{X + 3X'}{2} \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) \left(\frac{r}{\omega} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{\omega} \right)^2 \left(\frac{r}{\omega} \right)^2} \quad (2.61)$$

もし R が無い場合は $\alpha \rightarrow 0$ として

$$\frac{X_c}{\omega^2} = \frac{1}{2} (X + X') \pm \sqrt{\frac{(X - X')^2}{4} - \frac{r^2}{\omega^2}}$$

或いは $\frac{X_c}{X} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{X'}{X} \right) \omega^2 \pm \omega^2 \sqrt{\frac{(1 - \frac{X'}{X})^2}{4} - \frac{r^2}{\omega^2 X^2}}$

今 $\frac{r}{X}$ が小さいとすると $\frac{X_c}{X} = K$ であるから

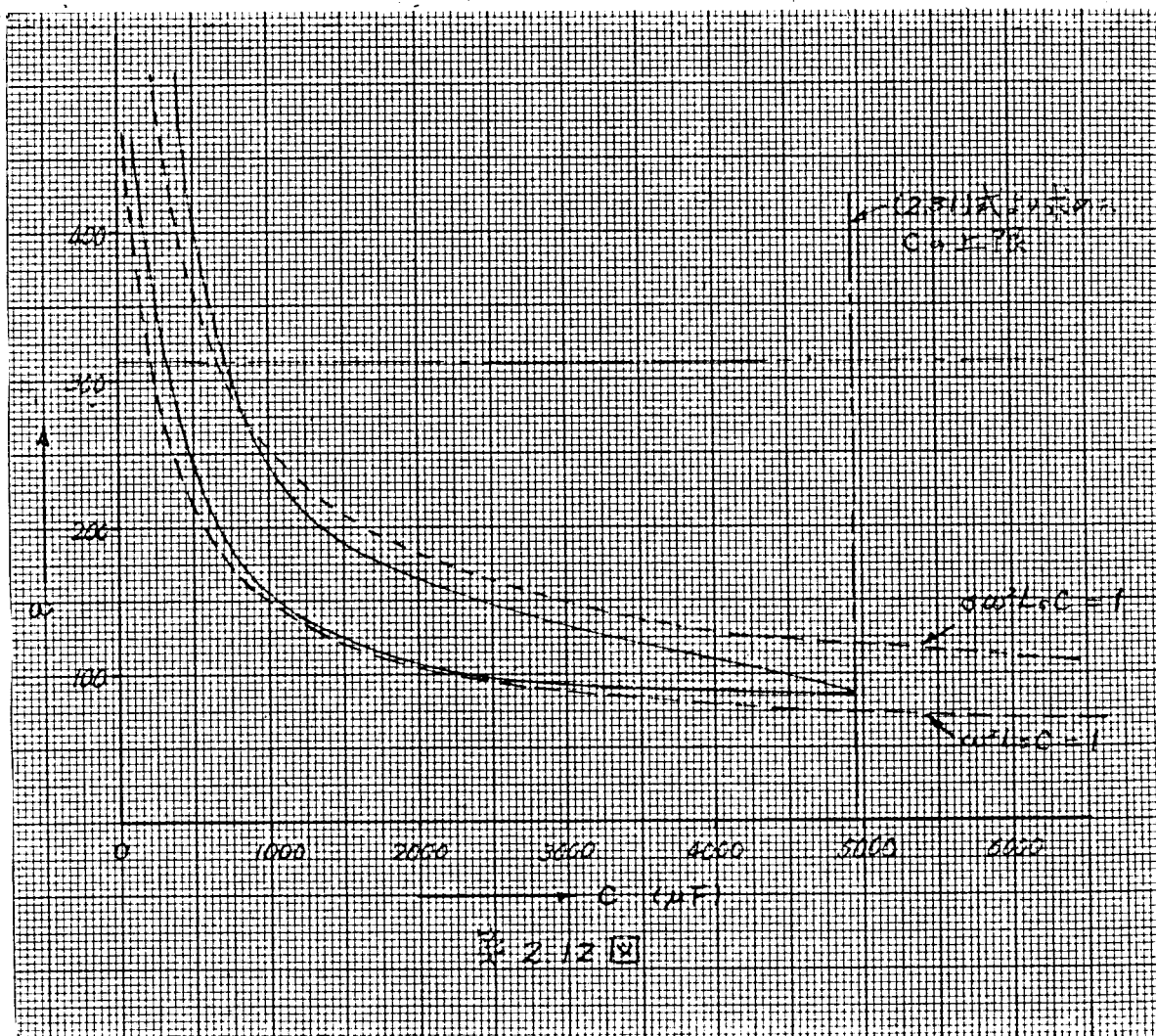
$$K = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{X'}{X} \right) \pm \left(1 - \frac{X'}{X} \right) \right\} \omega^2 \\ = \omega^2, \quad \frac{X'}{X} \omega^2$$

しなるに $X'/X = 0$ であるから

$$0 \leq \omega^2 \leq K \leq \omega^2$$

即ち (2.25) 式と同一となる。

以上の如く何れも同じ判別式であり、自己励磁発生の限界は出るが実際の運転にて異常のあるのは、この範囲内の限られた部分で起るものであって、その部分の検討にはトルフを考慮して行はる必要がある。



3章 直列コンデンサ保護装置

3.1 序 言

直列コンデンサは線路に直列に挿入されるため、線路事故時故障電流が流れ過大電圧がかかる。コンデンサの絶縁設計をこの過電圧に耐える如く定めた場合非常に不経済になる。したがって通常は放電間隙をコンデンサと並列に置き、或る程度以上の電圧では放電してコンデンサを保護する。又送電線の場合は保護間隙の放電を検出してコンデンサに並置された短絡用開閉器を短絡する如く装置を考えるが、配電線では設備の簡素化、保守の簡便さ、経済性を考慮し、線路故障は送電端又は途中の油入遮断器で開放することを前提として直列コンデンサ側にて短絡は行なわない様にする。ただし、線路無電圧時の直列コンデンサの挿入は電圧恢復時無負荷変圧器の投入となり分岐調波発生懸念あり。無電圧時は必ず短絡する為短絡開閉器を設ける。尚コンデンサ自体の故障もこれを検出し、開閉器を短絡する如くする必要もある。これ等のことを勘案し、配電線用直列コンデンサとしての保護装置は次の事項に対して考える必要がある。

i) 過電圧保護装置………保護間隙

ii) コンデンサ本体焼損検出装置………短絡用開閉器と接点

本検出方法はコンデンサ上部にある油調整装置に常時閉路接点を設け内部焼損時内部発生ガスによりこの接点が開路する如くし、かつ短絡用開閉器を常時励磁、無電圧時開路される構造とし、この接点を遠し励磁しておく。

この様にすれば上記接点動作時開閉器は短絡され、内部焼損は検出される。又焼損コンデンサを知るための表示器を各コンデンサに設けることにより事故コンデンサの検出は可能となる。

iii) 無電圧時コンデンサ短絡装置

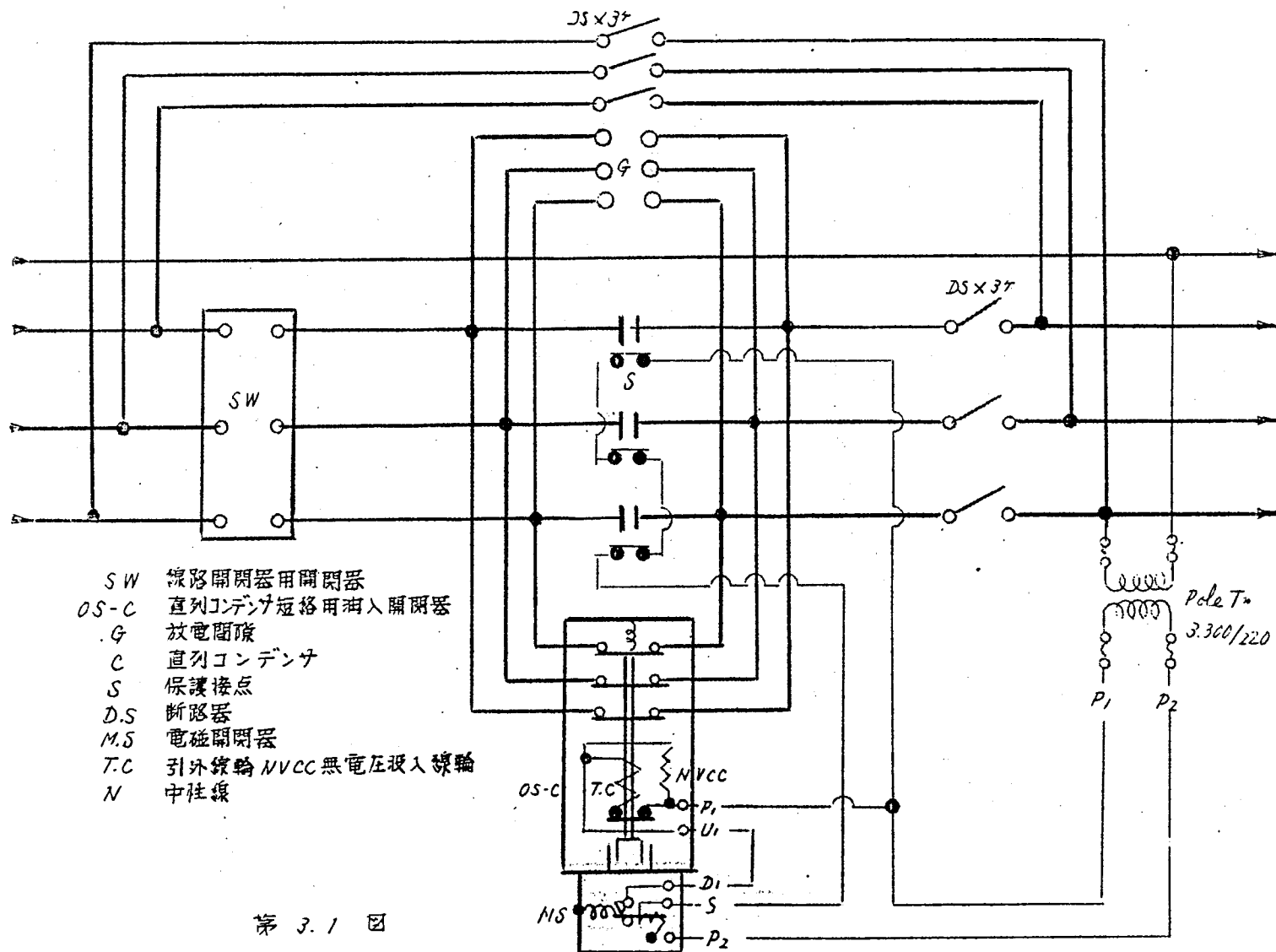
開閉器は無電圧閉路であるから線路側電圧により励磁して

おけば線路無電圧時はコンデンサは短絡される。

以上の如く配電線の場合は保護間隙と短絡用開閉器が主たる保護装置となる。第3.1図は標準の結線方式を示す。

23

内



第 3.1 図

3.2 保護間隙

3.2.1 保護間隙の必要性

最近の電力用コンデンサは定格電圧の3〜4倍の過電圧を時々受けても、直ちにパンフしたり次第に劣化する危険はない。ただしこの過電圧は商用周波で数サイクル以上続いてはいけない。コンデンサのみを考えると、最悪の事故はコンデンサ直後の短絡で、この場合の過電圧は最初の半サイクルでコンデンサを破壊し得る如き大きなもので、かかる過電圧に対しては保護間隙を直列コンデンサと並置しなければ他に対策がない。

このような機会にコンデンサを分散配置しても避け得ない（経済性を無視し、耐圧の高いコンデンサを設置すると、変電所遮断器の遮断容量の増大、主変圧器の機械的強度の増強を必要とする。）

従って保護間隙は直列コンデンサと不可欠のものであつて、かつ種々の特性を要求される。即ち線路故障が除去されるか、或は故障電流が減衰してコンデンサ端子電圧がその耐圧に対して差支えない状態になつたら、可及的速やかに直列コンデンサを回路に復帰せしめる必要上、保護間隙自身が或る値以下の電圧になつたら、速やかに自力消弧する性能を必要とする。

配電線の場合は特に簡単で性能も良く、強度的にも十分なものが必要である。

3.2.2 直列コンデンサ端子電圧及び放電電圧

コンデンサの端子電圧 V_c は線路電流を I 、直列コンデンサオーム数を X_c とすると

$$V_c = I X_c$$

で与えられる。したがつて定格端子電圧は線路の負荷の増加を考慮し最大電流を想定し、これを I_m とすれば定格端子電圧 $V_{cr} = I_m X_c$ として与えられる。

配電線はこの I_m が多くの場合 $100A$ 以下であつて、将来の増加分を含めても、 $150A$ 以下である。したがつてオーム数と電流により第2表の如く V_c は定まる。

しかし補償度は 200% 以下に押える方が甚いから、線路としてリアクタンス $0.5\Omega/km$ と考えると直列コンデンサのオーム数だけの線路互長を必要とする。例えば 5Ω の直列コンデンサの場合は線路 $2.5km$ であるから直列コンデンサ設置点の後の負荷点までの互長は $5km$ である。これより $20km$ の線路即ち 20Ω の直列コンデンサ

第2表 端子電圧

直列コンデンサ	線路電流		
オーム数	$50A$	$100A$	$150A$
5	250V	500V	750V
7.5	375V	750V	1125V
10	500V	1000V	1500V
15	750V	1500V	2250V
20	1000V	2000V	3000V

の必要な線路ではコンデンサを通る電流は第2表の $100A$ 、 $1500A$ よりも小さいわけで、若しこの様な電流では電圧降下が激しく到底直列コンデンサを一ヶ所に設置することでは救済出来ないであらう。

したがつて殆んどの場合端子電圧は $1000V$ 以下となり、 $500V$ 前後が多い。一方保護間隙の放電電圧は現在のところ最低 $2000V$ ぞ、これ以下では性能が保証出来ない。又直列コンデンサ端子電圧の 2.5 倍に整定されるのが普通であるからこの関係からすると直列コンデンサの端子電圧は最低 $800V$ となり、実際はこれより低い値であつても設計上は $800V$ として行なう必要がある。

しかし直列コンデンサの容量

$$Q_c = I^2 X_c = \frac{V_c^2}{X_c}$$

で与えられるから上記 V_c が $800V$ とおさえられると、 X_c が小さ

い方が容量 Q_c が大となり、むしろゆるする。このため保護間隙の放電電圧を 1000 V 程度に下げ、かつ性能の良いものが必要となる。米国では配電変圧器一次側の直列コンデンサ使用が考えられ密封式で放電電圧が最低 480 V の高性能の保護間隙が開発されている。我々も後述のイブナイトロンを用いたものについて目下開発中である。

3.2.3 保護間隙の必要性能

保護間隙として具備すべき必要性能としては次の事項が考えられる。

(1) 始動電圧の安定

放電開始電圧の不整の範囲は少ないこと。放電開始電圧は気候条件や塵埃による不整及び放電に伴う電極面の損傷による不整があるが、後者が最も大きい因子となる。

(2) 放電電流耐量

保護間隙には放電時、線路故障電流の他にコンデンサの放電電流が重畳して流れる。従ってこのような過大電流による電磁力に耐えうる機械的強度を有すると共に電極は十分な電流容量を有し、かつ大電流アークによって過度な損傷を生じないものでなければならない。

(3) 自力消弧

故障除去後又は故障電流の減少に伴い可及的速かに直列コンデンサを回路に挿入しうるよう、強力なる自力消弧特性が必要である。

(4) 保守点検が容易であること

保護間隙は線路に直列に接続されたコンデンサに並列に接続されるのそ一般機器以上に保守点検の容易なることが望まれる。

(5) 経済的であること

直列コンデンサはその設備費が他の同一目的に使用される方式

にくらべて廉価であることが大きい特徴の一つである。従って保護間隙は直列コンデンサの附属設備であるが経済的であることが要求される。

3.2.4 保護間隙の種類と性能

単純間隙では直列コンデンサ用保護間隙として必要な性能を与えることができない。即ち充分な放電耐量を備え、消弧性能が優れ、かつ放電開始電圧を安定させるためには構造及び回路方式に関する工夫と研究が必要となる。以下筆者等の研究結果を中心にして今日までに実用された間隙装置の主なものについて原理構造及び性能の概略を述べる。

1) 保護間隙の種類

ここでは各種保護間隙の原理と特徴の概要を説明する。

(1) マルチ間隙

マルチ間隙は電極降下部分の絶縁回復(200~400V)をいくつか集めて消弧力を得るもので短間隙をつみ重ねたものである。直列数を多くすることにより消弧力を高めうるが、必然的に始動電圧の不整が大きくなり、現在直列コンデンサ用としては実用されていない。

(2) 噴射形間隙

外形を第3.2図に示す。電極部分は第3.3図の如くでマイカ板を電極ではさみ、絶縁物を介してボルトで締付けている。放電面には耐弧合金を貼付し、又マイカ板にはU字形の切込みがあり、この切込部沿面での放電をさけるため電極には溝が設けてある。従って本間隙装置はアークによる熱膨張のために切込部に噴射作用が得られ、アークに対して吹消作用を与えるのぞ、或る程度の自力消弧特性を有している。

(3) ホーン間隙

ボールギヤップにホーンを付したもので、その外形を第3.4図に示す。ボールの放電面には耐弧合金を貼付し損耗を防止している。本間隙はブラッシングと電極によつて構成されるループ回路による電磁力と熱的効果で、ある程度以上の放電電流になるとアークはホーンに移行し、ボール部分の損傷を避けると共にアーク長が大きくなり、消弧力が強くなる。

(4) 磁気吹消形ホーン間隙

本間隙は従来のホーン間隙に上方向にアークを駆動する様に励磁線輪を設けアークの上昇位置に冷却羽根を設けたもので、第3.5図にその外形図を示す。本間隙は従来のホーン間隙に比し、後述する如く、消弧特性が優秀で東北電力の60kV系直列コンデンサ設備に使用され、その効果が確認された。

(5) アーク回転式磁気吹消形間隙

アークを回転駆動させるものでアークが絶えず走行しているので放電面の損傷は著しく少なく消弧性が非常に優れている。本間隙は第3.6図に示す如く、電極を環状とし各極の励磁線輪を互いに逆極性とすることによって電極間に放射状の磁界を作り、本間隙では励磁線輪間に強大な電磁反撓力が発生するので特別の考慮が必要となるが、ホーン形の磁気吹消に比べてアークの走行区間が限定されるので装置を小形化しうる利点を有する。第3.7図は1個の励磁線輪でアークを回転駆動させるように改良したもので、本方式の適用により一段と小形化された。

(6) 空気吹付間隙

本間隙は第3.8、3.9図に示す如く、放電を開始すると電磁弁を介して間隙間に空気を吹付ける方式で空気は断器に似ている。本間隙は他の形式のものに比較して消弧性は一番良いが、圧縮空気源を必要とし、構造複雑で保守点検が困難である。

又空気源と間隙を継ぐ絶縁送気管やコンプレッサーの運転電源を備えねばならず かなり高価となる。従つて本間隙は超高圧大容量直列コンデンサ設備で保守員の常駐しうる様な場所に適している。

(7) 3点間隙

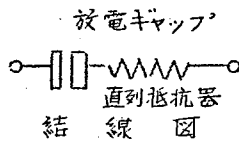
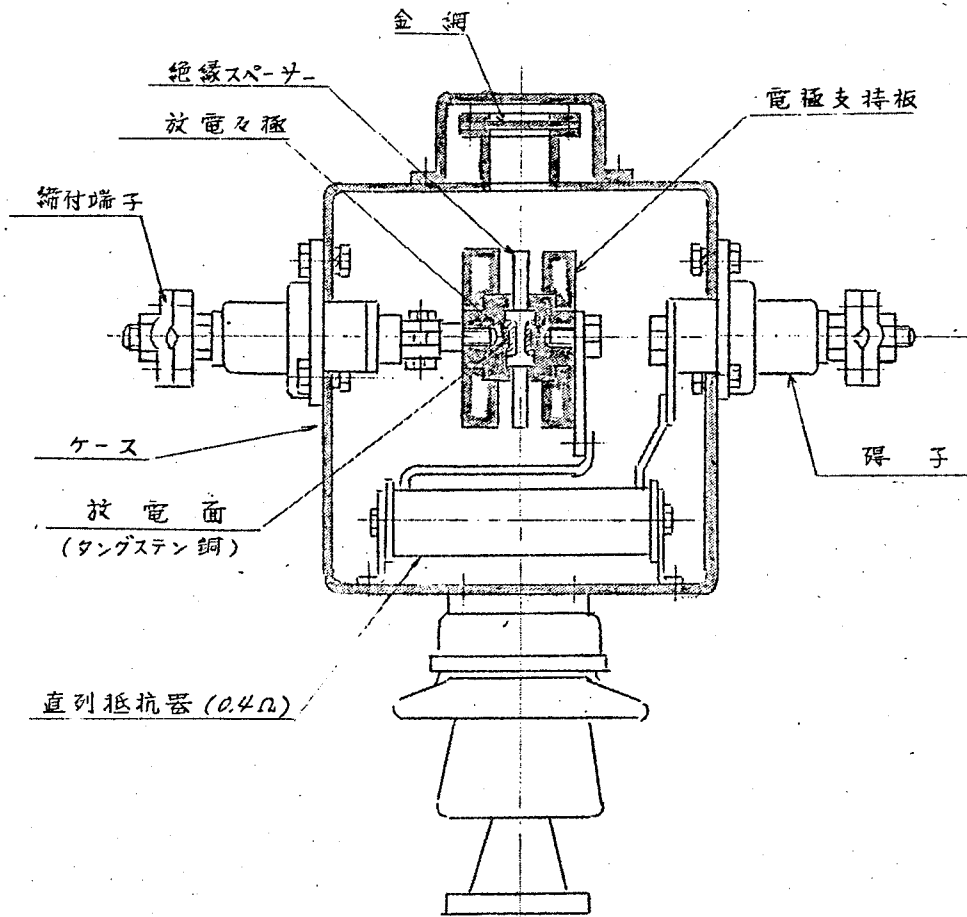
始動電圧の不整を少なくする目的で主間隙の他に始動間隙を設ける3点間隙方式がある。即ち始動間隙は密封して外気の温度、気圧及び湿度などに影響されない構造とし、第3.10図の如き回路構成による。第3.11図は60kV系統用直列コンデンサに用いられ3点間隙を採用した空気吹消間隙の外形図を示す。

本方式によれば不整を3%以内にすることも可能である。

(8) 低電圧間隙への二・三の方式

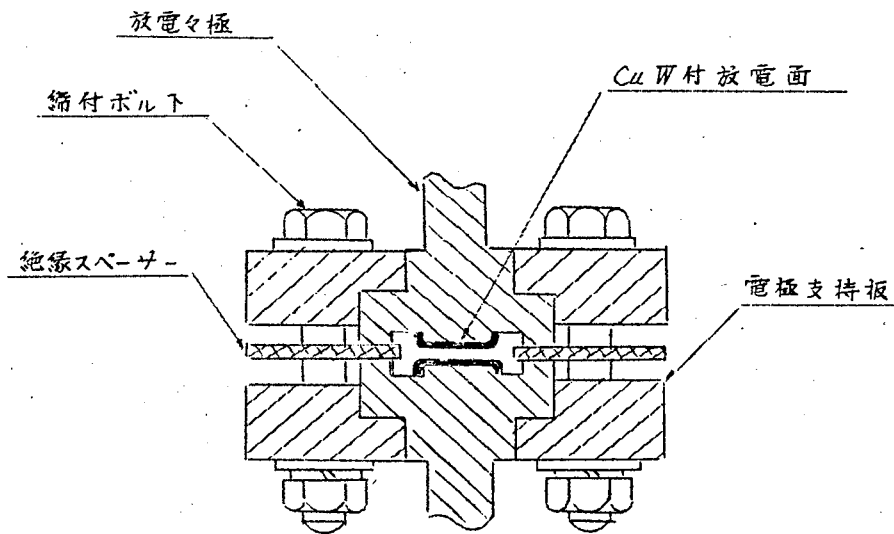
系統条件によつては1000~3000Vの放電電圧の保護間隙が必要となる。試みに1000~3000Vに対する気中間隙の電極間距離は0.2~0.8mm程度であつて、特に最近のように系統容量が増大すると短絡電流も大きいので、このような低電圧間隙を得ることは極めて困難となる。第3.12図はイグナイトロンを用いた保護間隙の回路を示すものであるが 例えば従来溶接機用などに用いられているイグナイトロンを使用すると500~8000Vの範囲に亘つて優れた保護間隙が得られるが、本方式は回路時にやゝ複雑になるのが難点である。第3.13図は補助間隙が放電したときの過渡過電圧を利用して主間隙を放電させるものであり、本方式による場合、主間隙の間隙長をほゞ2倍にまで拡大できる利点を有する。低電圧間隙への他の対策としてパーシェンの法則を用いて気圧を下げ間隙長を大きくする方法がある。本方式は多回数放電に対しては不安定になる欠点を有する。

配電線用噴射形直蓄保護ギャップ構造

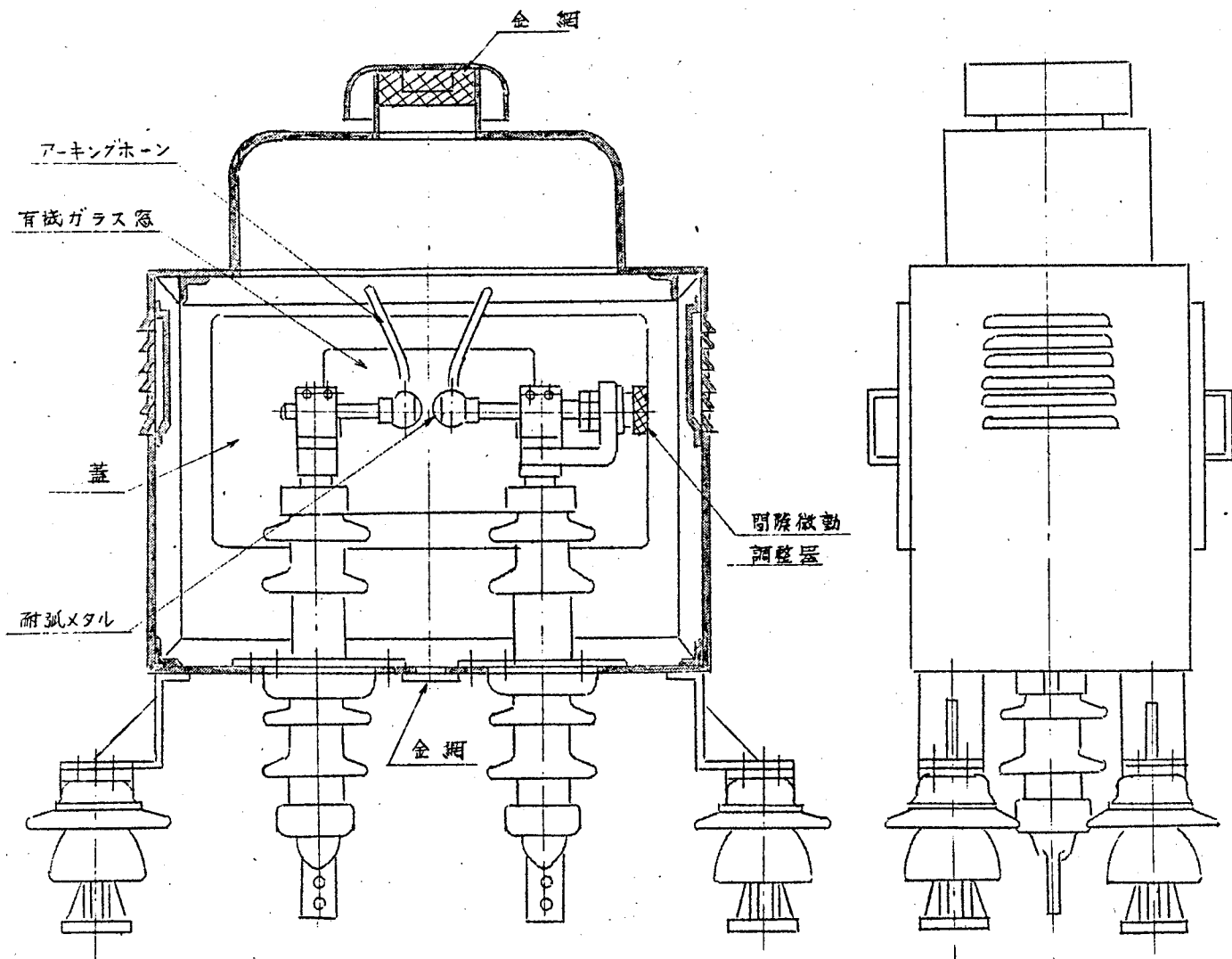


第 3.2 図

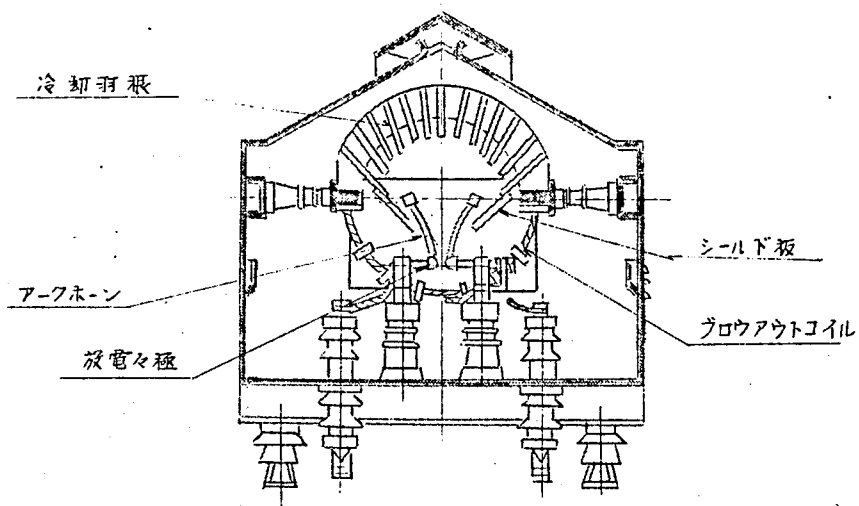
噴射形ギャップの電極部分



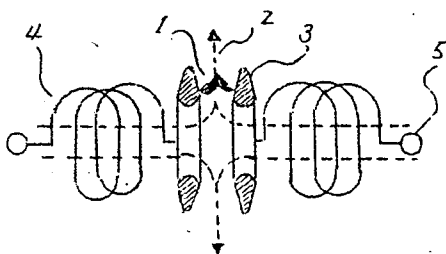
第 3.3 図



第3.4 図 HG-1形ホーンギャップの構造



第 3.5 図 MG-1 形 磁気吹消間隙の構造



第 3.6 図 アーク回転式磁気吹消間隙の作用

注) 1 : アーク 4 : 励磁線巻
 2 : 磁 束 5 : 端 子
 3 : 電 極

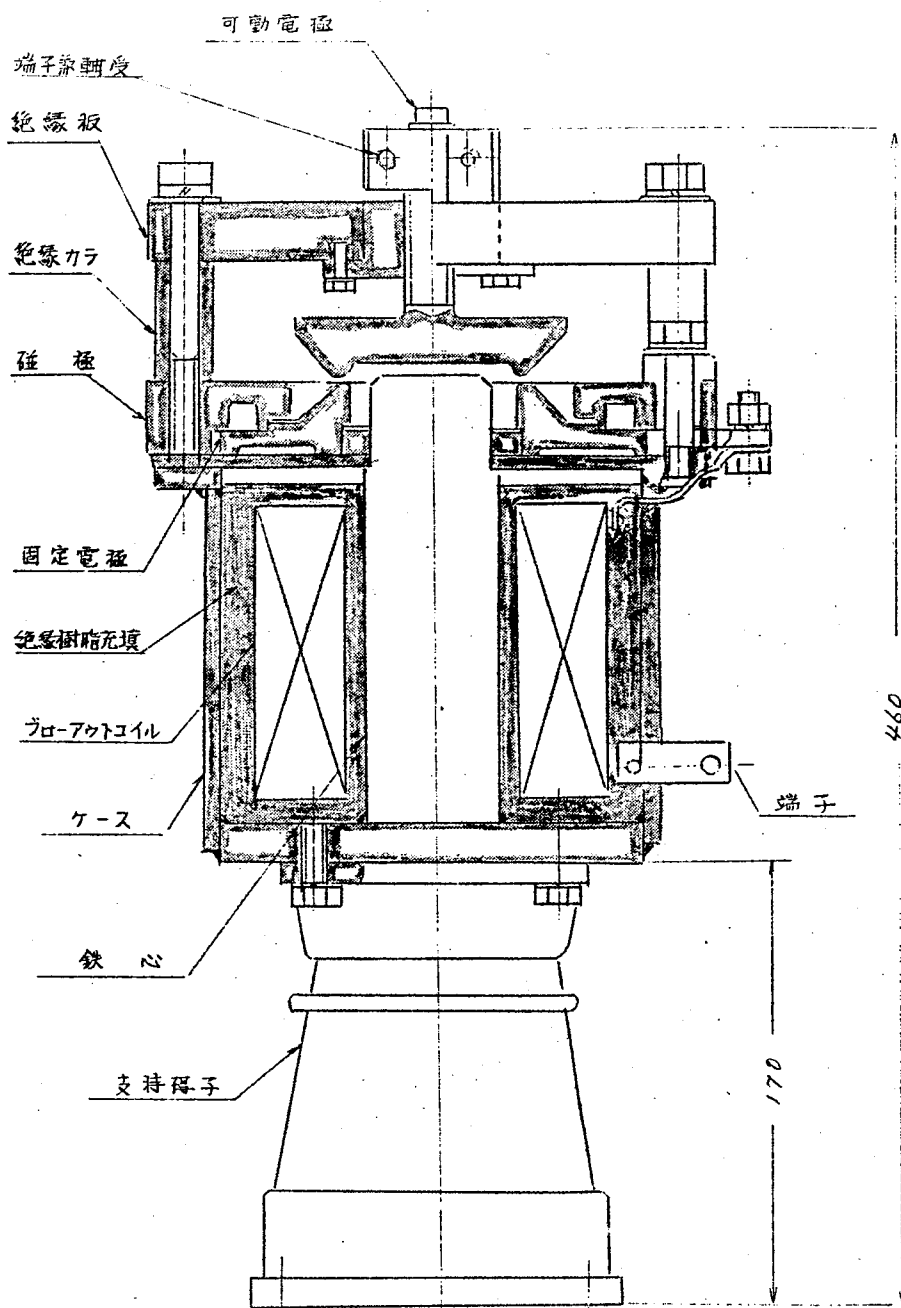
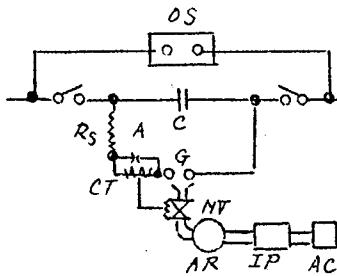
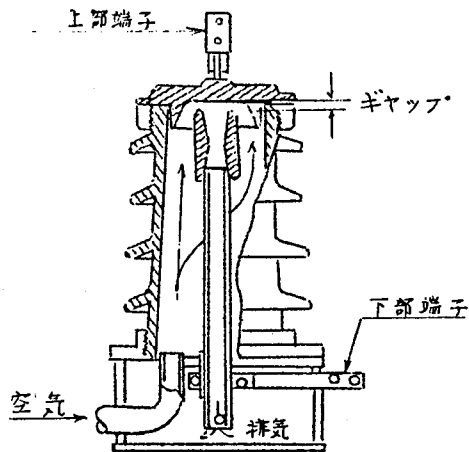


図 3.7 図 1 線輪式ア - 7 回転式磁気吹消開閉 (GS-31 形)

(a) 保護方式



(b) 主要部

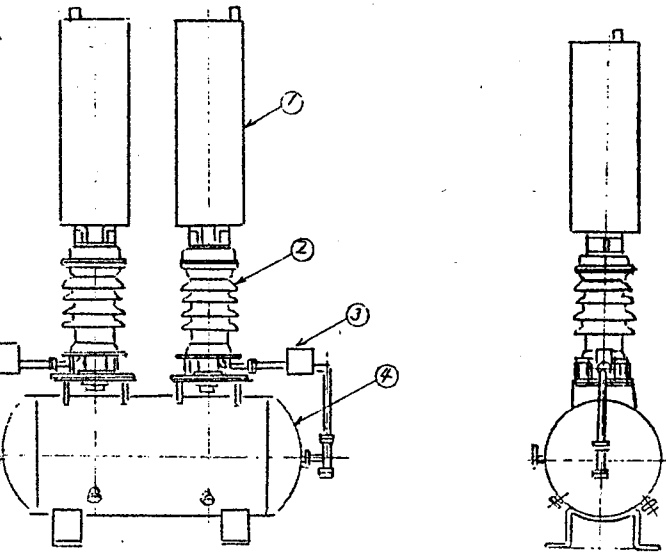


- (注) C: 直列コンデンサ
 G: ギャップ
 A: CT保護用避雷器
 Rs: 制動抵抗 (3Ω)
 NT: 電磁弁
 AR: 空気溜
 OS: オイルスイッチ
 IP: 絶縁送風管
 AC: 空気圧縮機

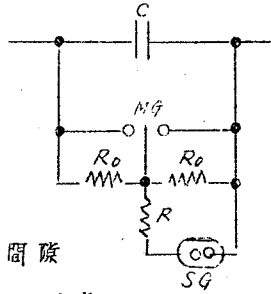
第 3.8 図 空気吹付間隙 (九州電力東幹線)

(注)

- ① Damping Resistor
 ② Protective gap chamber
 ③ Air Blast Valve
 ④ Air Reservoir



第 3.9 図 山家 220 kV 直列コンデンサ空気吹付間隙



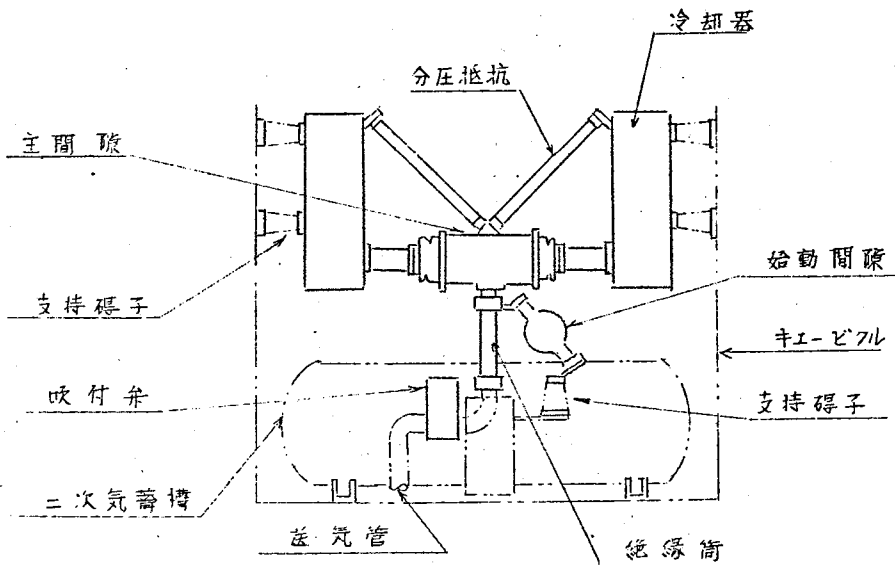
(注) MG: 主間隙

SG: 始動間隙

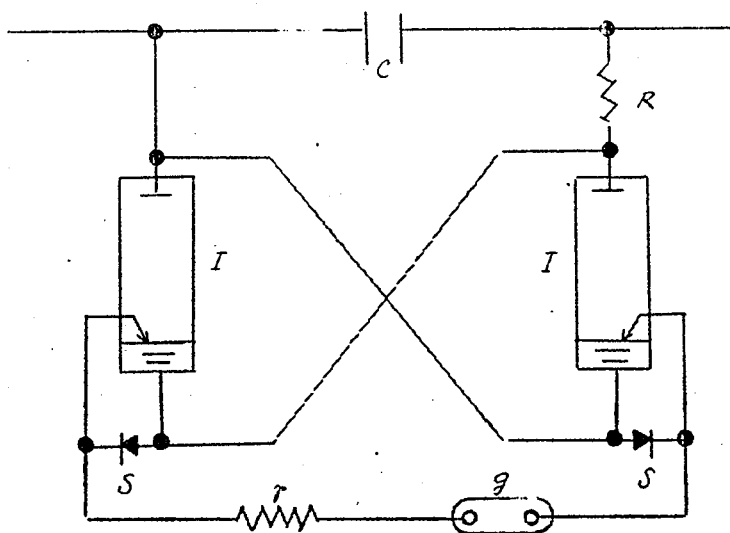
R_o : 均圧抵抗

R : 電流制限抵抗

第 3.10 図 三点間隙法



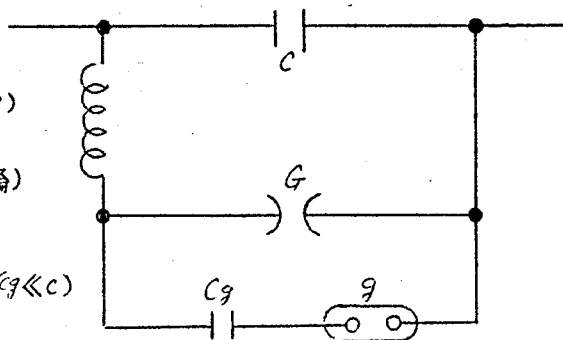
第 3.11 図 三点間隙法を用いた空気吹付間隙



- (注) C : 直列コンデンサ g : 補助間隙 (起動用)
 R : 放電電流抑制抵抗 r : 点弧電流制限抵抗
 I : イグナイトロン S : 逆流防止整流器

第3.12図 イグナイトロンを用いた保護間隙

- (注) C : 直列コンデンサ
 G : 主保護間隙 ($V_g < V_G < 2V_g$)
 L : 抑制リアクトル
 (例えば磁気吹消形の励磁線輪)
 g : 補助間隙 (起動用)
 C_g : 過電圧発生用コンデンサ ($C_g \ll C$)



第3.13図 過渡過電圧を応用した保護間隙

11) 保護間隙の性能

現在使用されているもの及び近い将来に実用化されるであろう各種保護間隙の性能について述べる。

1) 噴射形間隙

本間隙の繰返し放電による放電電圧の変化について試験した結果を第3.14図に示す。図より100A、12サイクルの繰返し放電を行なうと、その始動電圧が約40%低下している。自力消弧のなしうる限界電圧はコンデンサ定常端子電圧にして数百ボルトであつて、配電線と直列コンデンサ定常端子電圧が比較的低い場合に適している。第3.14図は放電面にCuW合金を貼付した時の結果であるが、同一構造で放電面がCuのときには50回目に電極間が完全に落着した。又第3.15図は本間隙について約1年間に亘つて放電電圧と気象条件との関係を測定したもので、3台の供試品について放電電圧は5回の平均値を示してある。気温及び気圧に応じてかなり変化しているが、湿度との間には特別な関係は認められない。

2) ホーン間隙

第3.16図はホーン付間隙のアーチ上昇特性を示す。電流値が増加するとアーチ上昇速度は早くなる。図よりアーチ上昇時間が比較時早くなり、かつ安定するのは放電電流1000A近くからである。尚、この上昇速度は間隙長1~12mmの範囲内では間隙長による影響は殆んど見受けられない。消弧力は保護間隙放電後電流零値で消弧した後、間隙端子に現われる電圧が大きい程消弧は困難で消弧性能は悪くなる。即ち自力消弧のなしうる限界回復電圧の大きさを間隙の消弧能力の大略を表現できる。実験結果によればホーン間隙にてはアーチが上昇しない場合の限界電圧は約1000V、アーチが上昇した場合には2500V程度となる。(この値は間隙の放電整定値によつても多少変化する) このようにホーン

間隙はアーク上昇力が弱いことが最大の短所であるが、上昇力を強くする簡単な方法として招弧碰片を用いる方法がある。第317図はこの効果を示すものである。しかしこの方法にしてもすべての放電電流に対して安定した特性を得るためには、尚不十分である。ホーン間隙ではアークによってホーンが損耗すると、消弧特性が大巾に変化することになる。アークによる損耗特性を知ることが重要なこととなる。アークによる電極の損耗は主としてアークエネルギーの内の電極部に与えられるエネルギーによるものであり、従って放電電流、放電時間、および電極降下の値によって決定される。今この電極エネルギーのすべてが電極の損耗に費され、又電極の損耗が材質の気化によってのみ行なわれるとすると、損耗量は次の如くなる。

$$R = \frac{1000(E_a + E_c) I T}{\rho J H}$$

ここに R = 電極の損耗量 (c.c.)

E_a = 陽極降下 (Volt)

E_c = 陰極降下 (")

ρ = 電極材質の比重 (gr)

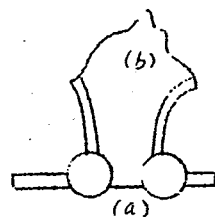
H = 気化の潜熱 (cal/gr)

J = エネルギーの換算係数 (4.18 W sec/cal)

従って損耗量は放電電流及び放電時間に夫々比例する。試みに銅電極について前式を適用すれば $H = 1290 \text{ cal/gr}$ $\rho = 8.92 \text{ gr/cc}$ $(E_a + E_c) = 25 \text{ V}$ とすれば $R = 0.52 \text{ cc/kA sec}$ となる。即ち 1000 A/sec の放電により両電極合計で 0.52 cc 損耗することになる。実際には電極エネルギーの一部が電極点の周囲から熱放散したり、又電極が溶融状態のまま飛散することによる損耗も含まれる。一般に放電電流の小さい範囲では熱放散の影響によって、その損耗量は比較的小さくなり、大電流の場合には溶融飛散の影響が多くなる。

ものと考えられる。アークによる電極の損耗についての実験的考察を加えると次の如くである。

第3.18図に示すようなホーン形のギヤツプでは電流値が大きくなると熱時及び電磁時効果によって、アークは(a)位置から(b)の点に移行する。この限界電流値は300~500 Aである。第3.19図は電極の損耗特性の一例で、実効平均



第3.18図

電流 2500 A_{eff} 放電時間 5~10 秒の繰返し放電試験の結果である。尚 最大試験電流は 2000 A_{crest} である。電極材質は銅であるが、電流値が大きいため損耗の殆んどはホーン部で行なわれ、両電極合計で 0.17 cc / kA sec の損耗を示した。CuW 合金の場合は体積比で銅の約 1/6 となった。これら実験結果よりホーン部分で放電(電流値の大きい時)した場合とボール部分で放電(電流値の小さい時)した場合の電極の放電耐量を計算すると第3.20図の如くなる。尚第3.21図にはホーンギヤツプの静特性の一例を示した。

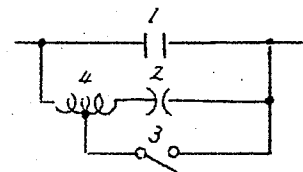
(3) 碰気吹消形ホーン間隙

碰気吹消形はアークを碰気的に駆動して電極の損傷を軽減し、始動電圧の不整を小さくすると共に消弧力を高めようとするもので電極と直列に励磁線輪を設け、放電電流自身で励磁して必要な磁界を得ている。第3.22図はアークは上方向に駆動する第3.5図の方式について、アーク上昇速度を求めたものでホーン付間隙に比してアークの移行時間は著しく短縮され 100 m/s 前後の移動速度が容易に得られる。アークは冷却板の位置に確実に引込まれるので自力消弧力も一段と大きくホーン間隙の消弧限界電圧が 1000~2500 V であるのに対し、本間隙では 5000 V 程度まで自力消弧する。

(4) アーク回転式磁気吹消形間隙

本間隙は最近開発されたもので、電極が環状になっており、電極環の全周が始動点になるので繰返し放電による始動電圧の変化は極めて少なく、例えば $5000V$ に整定した場合、その不整は $\pm 5\%$ 以内で耐孤合金などを貼付する必要はない。第3.23図は第3.6図に示した間隙のアークの運動状況を一回転に要する時間として示したものである。第3.24図は間隙整定電圧を $5000V$ とした場合の自力消孤時間特性（故障除去後のアーク継続時間）である。これよりコンデンサの定常電圧が約 $2000V$ 迄であれば、故障除去後、間隙端子間に現われる電圧は電極間絶縁回復力を下回り、従って故障除去直後に消孤され、直列コンデンサが事故回復後瞬時に回路へ再挿入されることを意味する。この $2000V$ の限界電圧は間隙の整定値を $20,000V$ にしても殆んど変化しない。従って直列コンデンサ端子電圧の高い場合には第3.25図のように電極間に適当数中間電極を挿入し、直列放電させると多重放電効果が得られ消孤力が増す。この様に本方式では限界電圧が明確にされているので直列コンデンサの経路設計が容易となった。又この限界電圧にマッチした設計の直列コンデンサを使用する時は、直列コンデンサは瞬時再挿入形となる。従って交流電化饋電回路の直列コンデンサ設備の如く設備の簡略化が要求され、かつ系統事故時高速度再閉路方式が採用されている系統においては本方式の間隙が最も適している。アーク回転式マグネトラストギャップにおける電極消耗は、遅相電流回路で最高 $5000A_{crest}$ 、累計 $10kA \cdot sec$ に達する繰返し放電試験後、電極部分を点検した処、始動面は青紫色に変色していたが、表面の荒れはなく電極の消耗は認められず、電極外周に $0.5mm$ 前後の突起を認める程度であつた。直列コンデンサ等価試験においても同一の結果が得られている。尚試験は銅製電極を採用した。さらに電極材料としては銅よりも黄銅

の方が優れていることが明らかにされた。本形間隙の損耗が殆んどないのは走行アークのためと考えられる。本間隙を実系統配電線と等価な回路で短絡試験を行なったオシログラムの一例を第3.26図に示す。第3.27図に示した励磁線輪を1個にしたものにおいても上記と同等の性能が得られると共に、本方式の開発により著しく小形化され、又一方の電極が線輪を有していないので放電電圧の調整が極めて容易となった。 30 kA crest に達する放電電流にも耐えることが確認されている。第3.27図は保護間隙回路の電流によって自動時に開閉される側路開閉器の原理を示すものである。保護間隙が放電すると自動時に直列コンデンサを短絡して間隙の連続放電を保護し、系統電流が直列コンデンサにとって支障のない値に減少すると自動時に開放して直列コンデンサを系統に再挿入する機能を有している。必要な操作力を得るための操作線輪のインピーダンスは 0.05Ω で極めて小さく、開閉動作は1~2サイクル以内に行なわれる。この自動側路開閉器とアーク回軌式間隙を組合せてキュービクルに収納した装置が国鉄交流電化き電線の直列コンデンサ用に多数実用され、その優秀性が確認されている。



- 1 直列コンデンサ
 - 2 ギャップ
 - 3 側路開閉器
 - 4 側路開閉器操作線輪
- 第 3. 27 図

(5) 空気吹付間隙

本間隙は完全な強制消弧方式で放電中も各半サイクル毎に消弧され、かつ殆んど整定値まで電圧が上昇するのを待つて再放電する。従つてコンデンサにはその都度大なる放電電流が流れる。消弧性の点では他の方式の間隙に比し、最も優れている。空気吹付形の利点をあげると次の如くである。

(a) 他力消弧方式であること。

故障発生に伴ない放電間隙が放電し、系統継電器が故障検出を完了する約2サイクルの間は空気吹付を行わず、電弧抵抗は極めて低く迷電器インピーダンス要素に対して安定なインピーダンスを提供し、然もその後には強い消弧性能を有することは本他方消弧方式のみよくなし得ることである。

b) 放電耐電流強度

特殊処理を施したグラフアイト製電極を使用しているのを直列蓄電器放電時の衝撃大電流に対しても、又これが重畳する送電線故障電流に対しても金属電極の如き表面の荒れもなく、機械力に対しても何等の損傷もなく放電し得る。実験の結果9000A (A.C. 対称分、実効値) を空気吹付を行わず17サイクル放電せしめたが、極くわずかに電極表面が凹んだ程度で毎回異った点で放電している事と空気吹付時には毎サイクル毎の電弧柱の脚が動く事から、この程度の電流で空気吹付を行なった場合は損傷は殆んど問題にならない。尚金属電極の場合には寿命は表面の損傷によるものであるので寿命の来たものは間隙を取り替える必要があるが本電極においては調整ネジによって繰返し使用する事ができる。

c) 間隙放電電圧の定常性

間隙自体の放電電圧のバラツキは±2%以内でこの種開放形において必然的に受ける周囲状況の影響を考慮しても±数%と考えて良く、特に構造上電極面に塵埃等の付着する危険もない。

d) 間隙消耗度

空気吹付の本グラフアイト電極においては電弧柱の脚は構造上充分に動くので一様に消耗する。実験の結果5500A (A.C. 対称分、実効値) を空気吹付を行わずに17サイクル放電せしめ、20回の連続試験を行なったが、電極面上に極めてわずかの凹みができ、この結果、電極間電界が若干不均一になつて放電

開始値が試験前より約4%下ったが、空気吹付の場合には均一に消耗する事及びこの20回の試験においても、各回毎に異つた電極上の点で放電している事から実際に電極が消耗し放電値が上り間隔再調整を要するのは5500 Aでは数百回であるので年に1回の定期点検を行なえば充分であろう。

e) 空気系による操作

保護装置は絶縁架台上にあり操作は純て空気によるために絶縁架台上と大地間とは耐圧空気導筒を通じるのみであるので電気的に絶縁架台、大地間を接続するに比べ高圧送電線においてはPF類を節約出来、又短絡開閉器も架台上にあるので極めて小形に出来 大量設備としては経済的である。

(6) 低電圧間隔

電圧の低い系統に直列コンデンサを設置する場合、往々その所要オーム数並びに線路電流が小さく従つてコンデンサの端子電圧が低く300~500V程度の場合がある。保護間隔は放電整定値が4000~5000V以下では始動電圧の不整が大きく、又満足な消弧性能を得られない。(消弧性能を特に厳密に要求されない線路で放電電圧2000Vの保護間隔を実用した例はある。)磁気駆動を行なう方式のものでも放電整定値が2000~3000V以下になると電極間距離が小さいため、アーフの走行が困難になつて磁気駆動効果が期待できなくなることが実験時に把握されている。

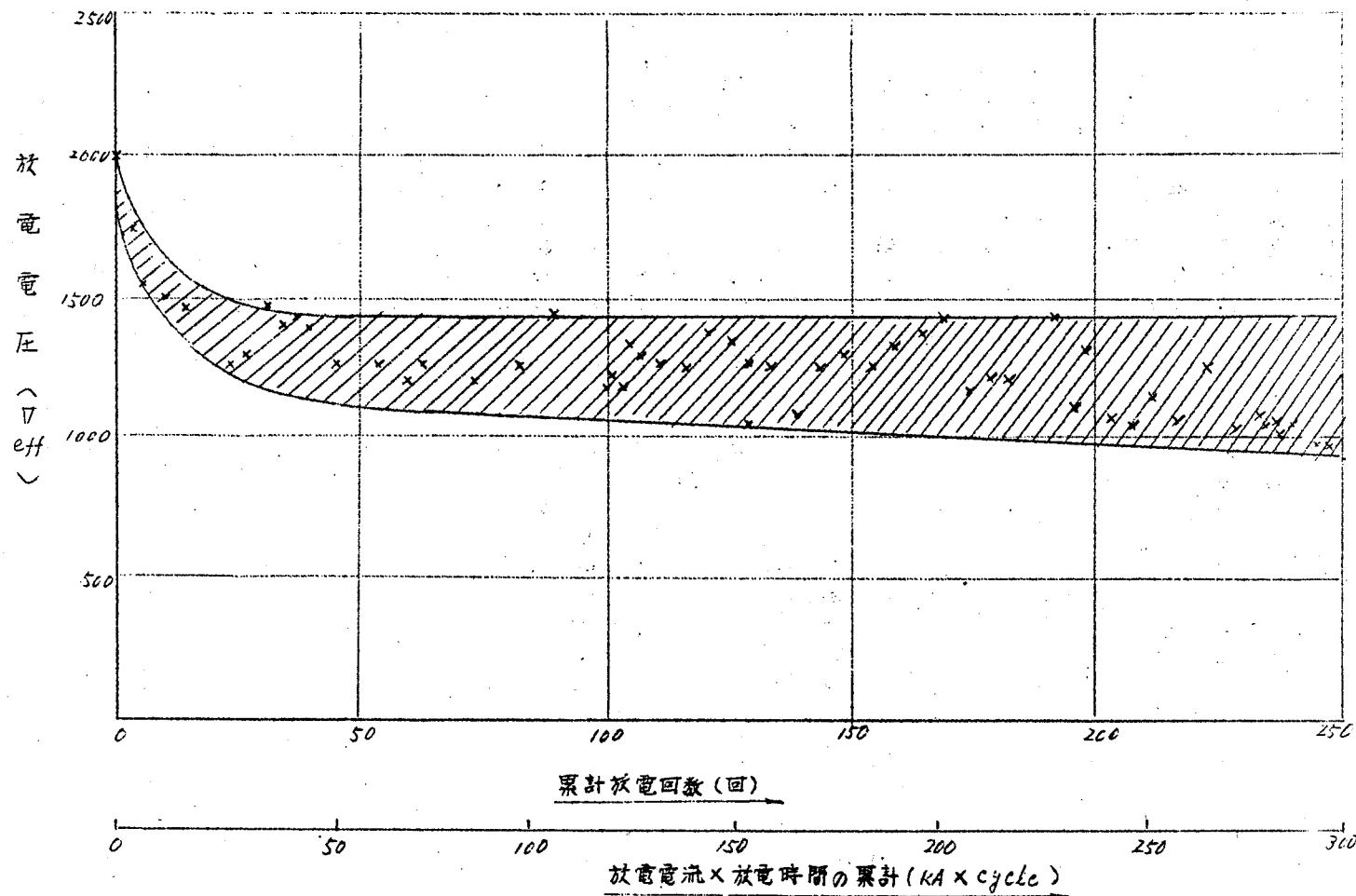
しかし保護間隔を省略し、コンデンサの耐圧をあげた設計は、極めて不経済である。このような低圧端子電圧の直列コンデンサに用いる二・三の保護間隔方式の性能について以下述べる。

第3.28図はイグナイトロンを用いた保護間隔の短絡試験オシログラムの一例で第3.12図に示した回路方式によつた場合である。第3.28図の例は、従来溶接機用として実用されている回路電圧250~600V、平均陽極電流120Aのイグナイトロンを使用

し、補助間隙放電電圧 2000 V、直列コンデンサ 2 Ω 、短絡電流 1000 A で行なっている。上記したイグナイトロンが放電電圧 500 ~ 3000 V の範囲で優れた消弧性能を有し、さらに 30 kA crest に達する放電電流にも耐えることが明らかになった。本方式の補助間隙には特に放電整定値が低い場合には真空アレスターを用いるのがよい。

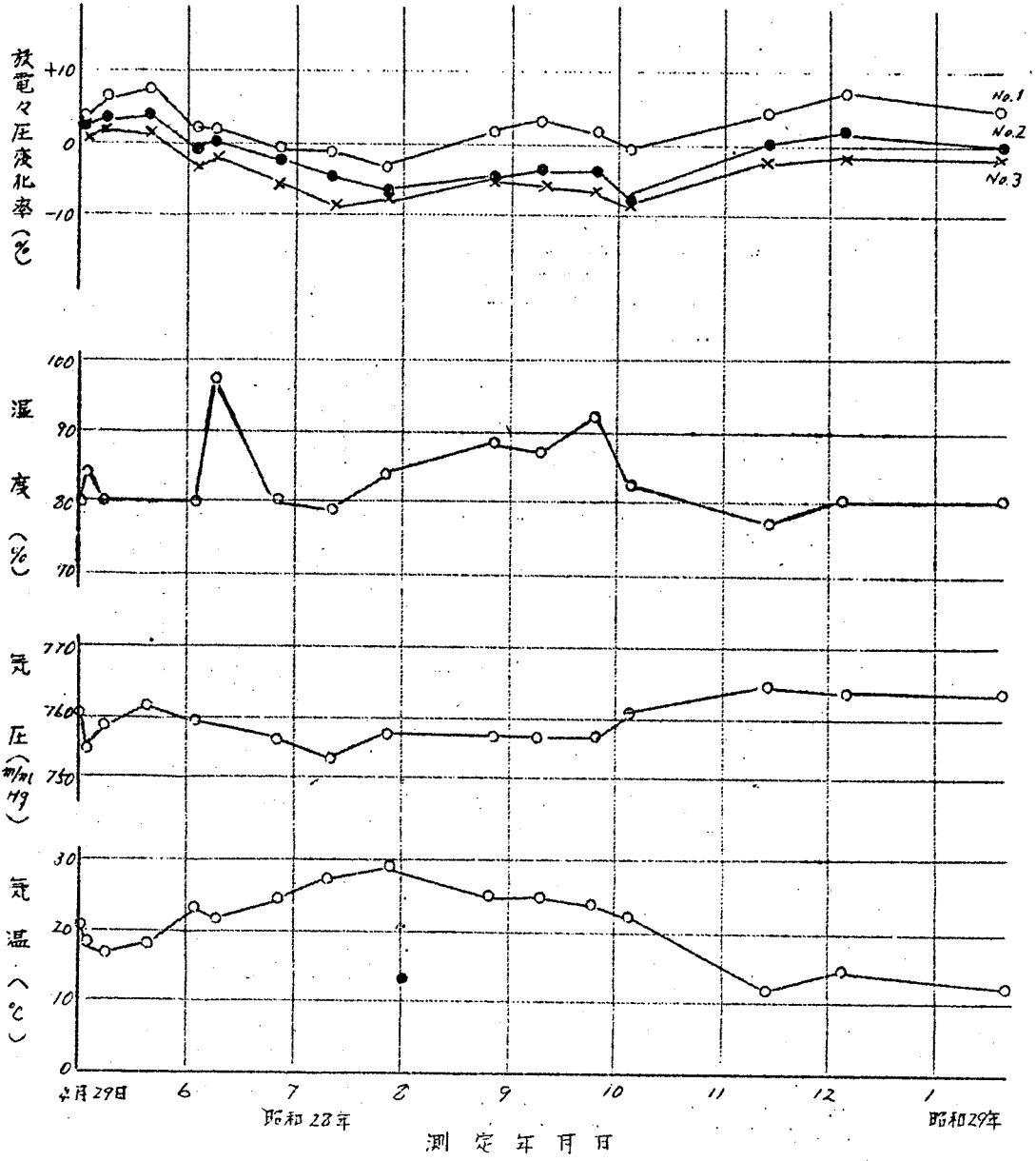
本方式によれば放電整定値が 1000 V を下るような条件に対しても放電電圧が安定し ($\pm 10\%$) 消弧力の優れた保護間隙が得られるので低圧端子電圧直列コンデンサの設計に新機軸を与えるものとして今後の実用化が期待される。尚第 3.12 図ではイグナイトロンの起動回路を抵抗方式としたが、コンデンサ分圧方式・変成器方式などによっても容易に起動させる事ができる。次に減圧形間隙についての実験結果の一例を述べる。第 3.29 図の装置をケース内を 100 mm Hg に減圧し、間隙長を 5 mm として直列コンデンサ等価回路を繰返し短絡試験を行なった結果を第 3.30 図に示す。試験は直列コンデンサ 16 Ω 、短絡電流 600 A 0.2 sec で行なっている。本方式は減圧することにより間隙長を大きくすることが可能となるが、構造上必然的に気密構造となるので第 3.30 図の例にも見られるように放電を繰返すうちに内部状態が変化して放電電圧が不安定になってくる。実用化のためには今後におけるこの面への研究が残されている。

尚、米国ではこの種の保護間隙が配電線で実用されているようである。又低圧端子電圧の直列コンデンサ用保護間隙として消弧性を無視し、電極の溶着現象を利用して放電開始後間隙を溶着させる知くした間隙がある。又米国にては放電と同時にスプリングで電極を強制時に短絡する方式のものもある。しかしこの形は間隙が一度放電すると直列コンデンサを系統より切離し間隙の電極を取換える必要があり、高電圧の系統では適用できない。第 3.31 図に電極の溶着性の一例を示してある。



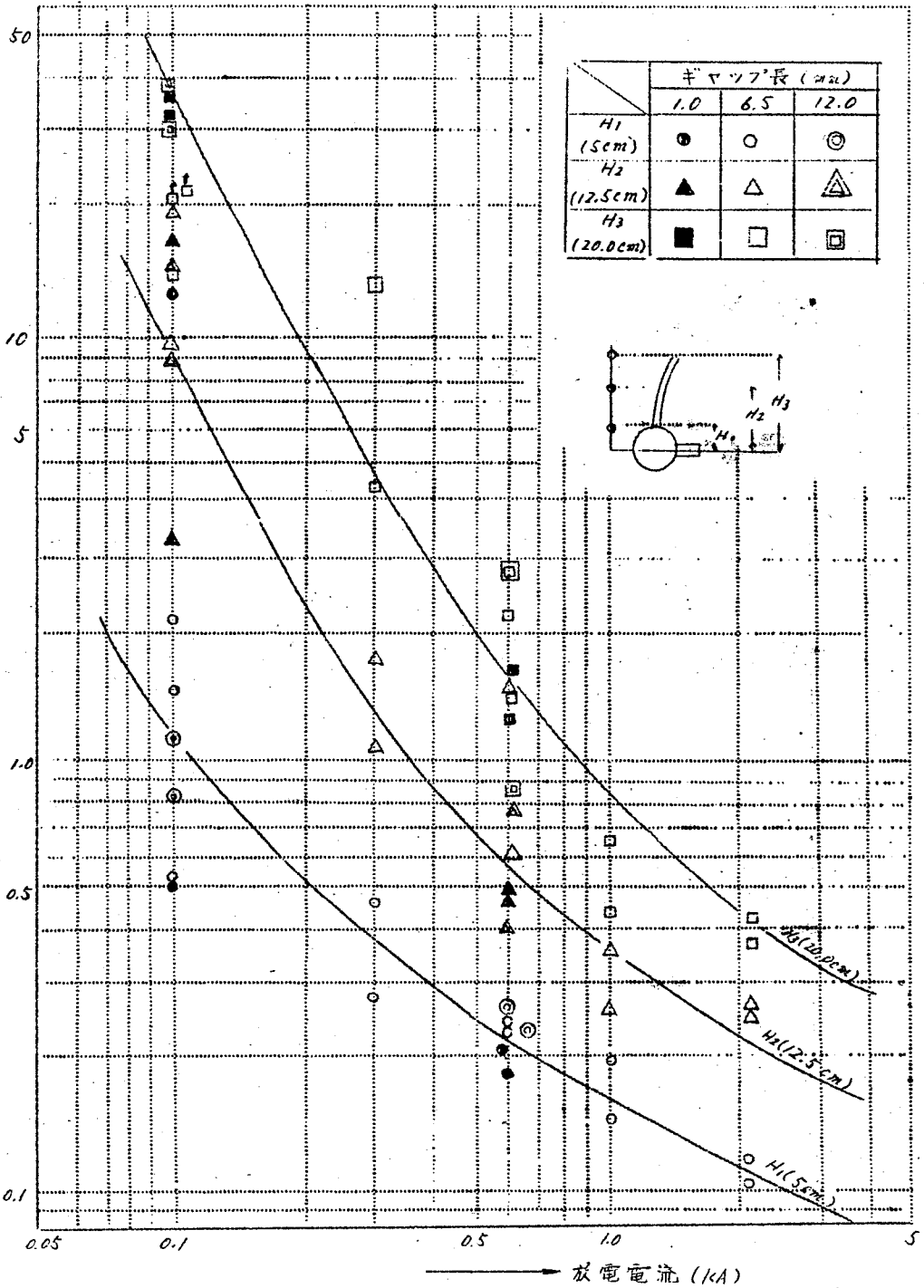
第3.14図 F G 形噴射間隙の繰返放電による放電電圧の変化

2000 V 整定

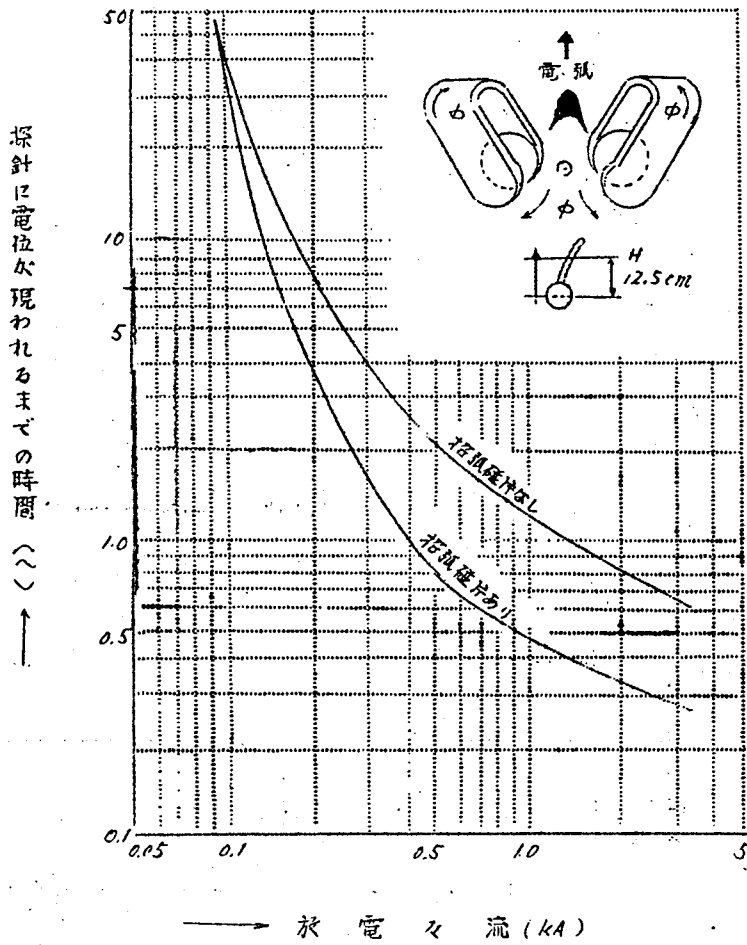


第 3.15 図 気象条件と放電々圧

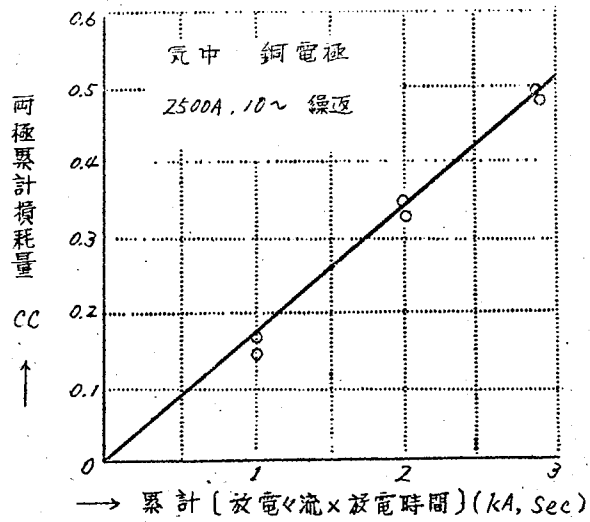
探針に電位が現われるまでの時間 (μ)



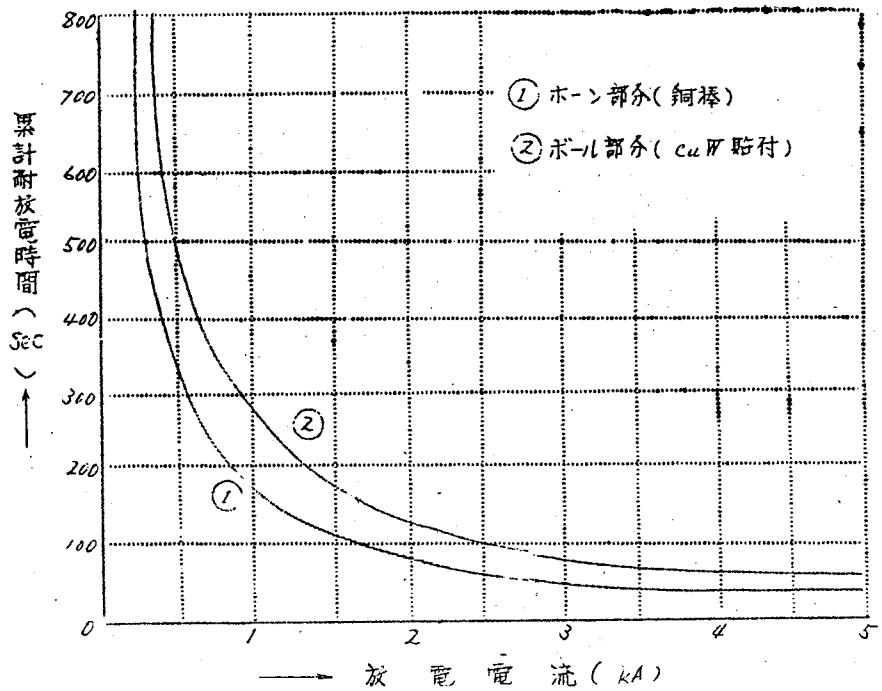
第3.16図 HG-1形ホーンギャップのアーク先端上昇特性



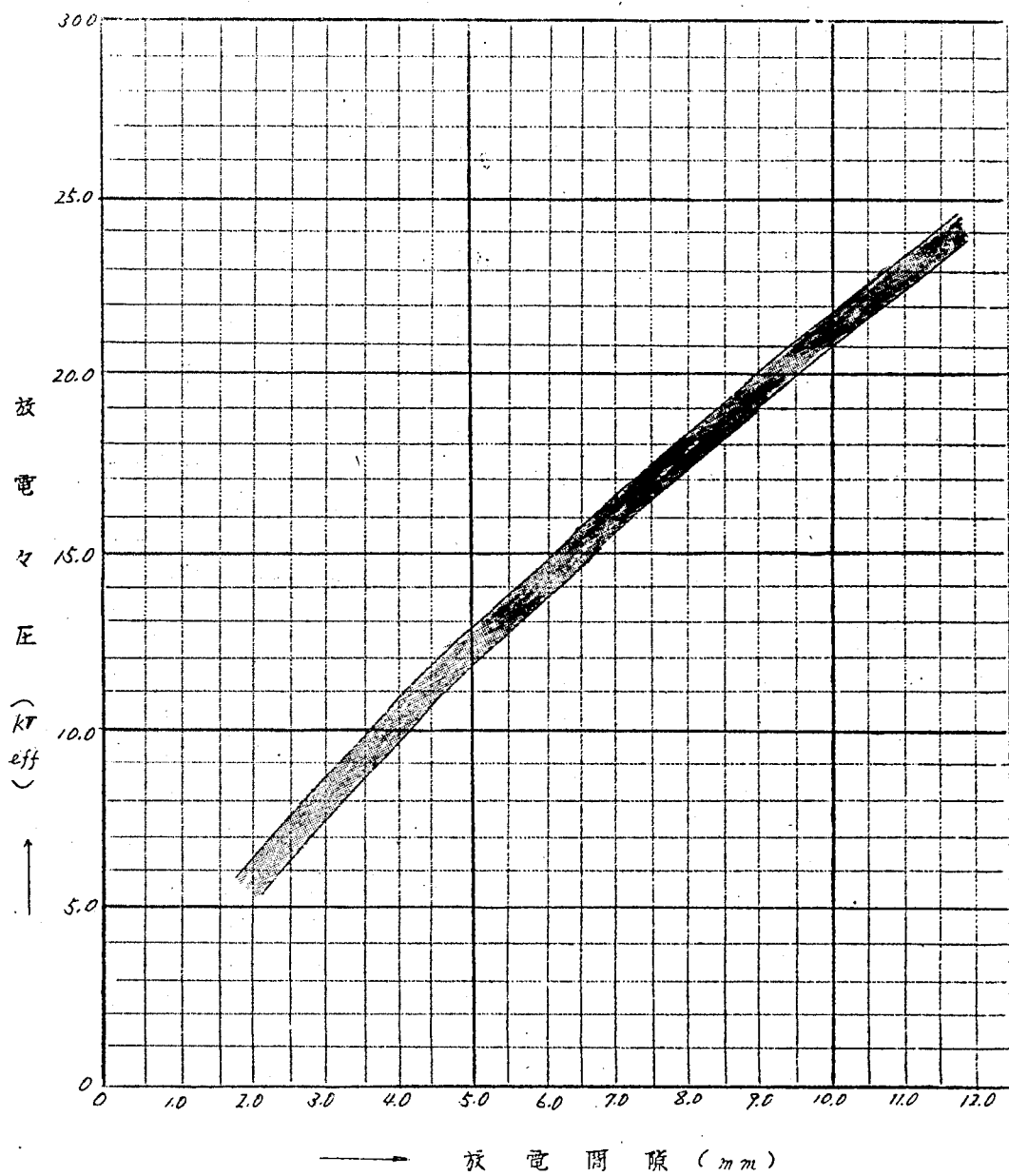
第3.17図 招弧磁片の作用と効果



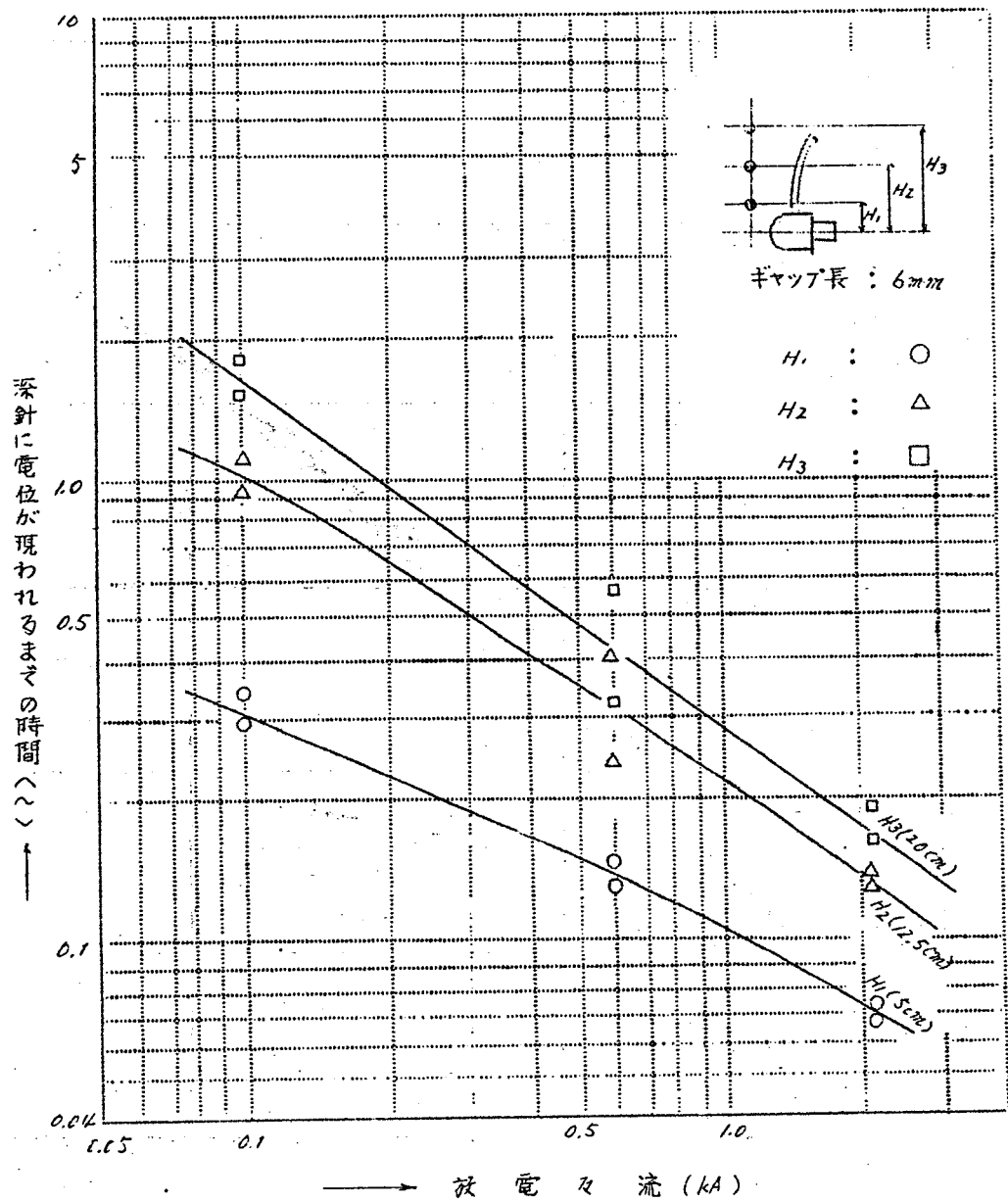
第3.19図 アークホーンの損耗特性



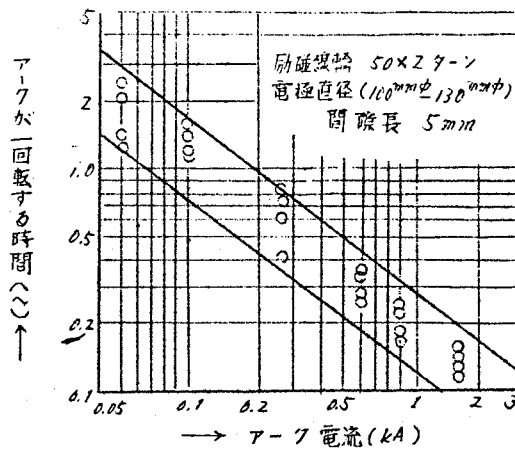
第3.20図 電極の放電耐量



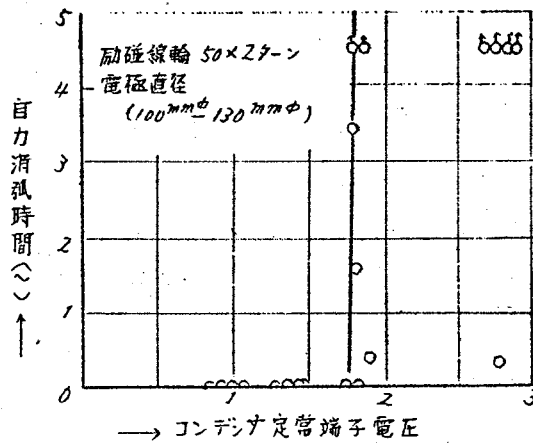
第3.21図 HG-1形 ホーングマッソの放電圧静特性曲線



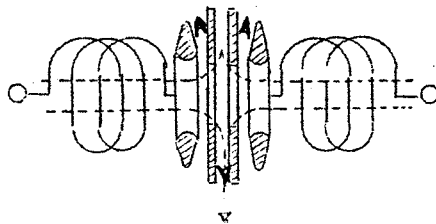
第3.22図 NG-1形マグネトロスタックのアーフ先端上昇特性



第 3. 23 図 MG-21 形アーク回転式マグネラストギヤップのアーク回数特性



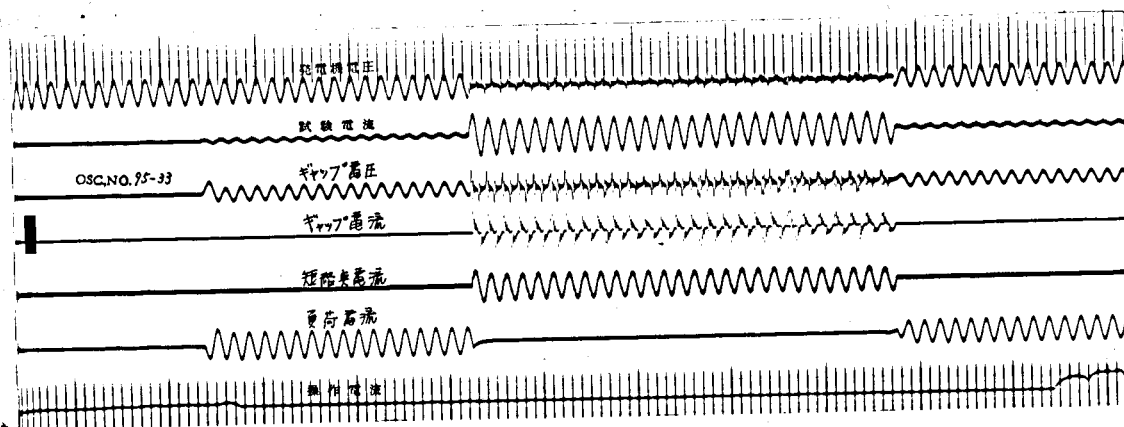
第 3. 24 図 MG-21 形アーク回転式マグネラストギヤップの自動消弧特性



第 3. 25 図 アーク回転式マグネラストギヤップの中間電極による多重放電

第 3. 26 図

MG-2 形 アーク回転式極気吹消ギャップの短絡試験オシログラム

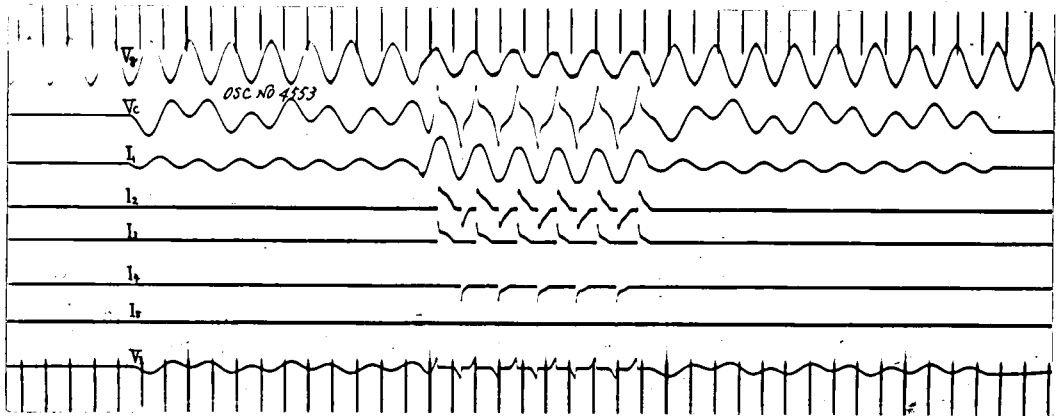


注) オシログラム測定要素は上より次の通り (上下 $1/100$ Sec 刻時)

- 1) 電源短絡発電機端子電圧
- 2) 全回路電流
- 3) 直列コンデンサ端子電圧 (保護間隙端子電圧)
- 4) 保護間隙電流
- 5) 短絡故障点電流
- 6) 負荷電流
- 7) 回路遮断器制御電流

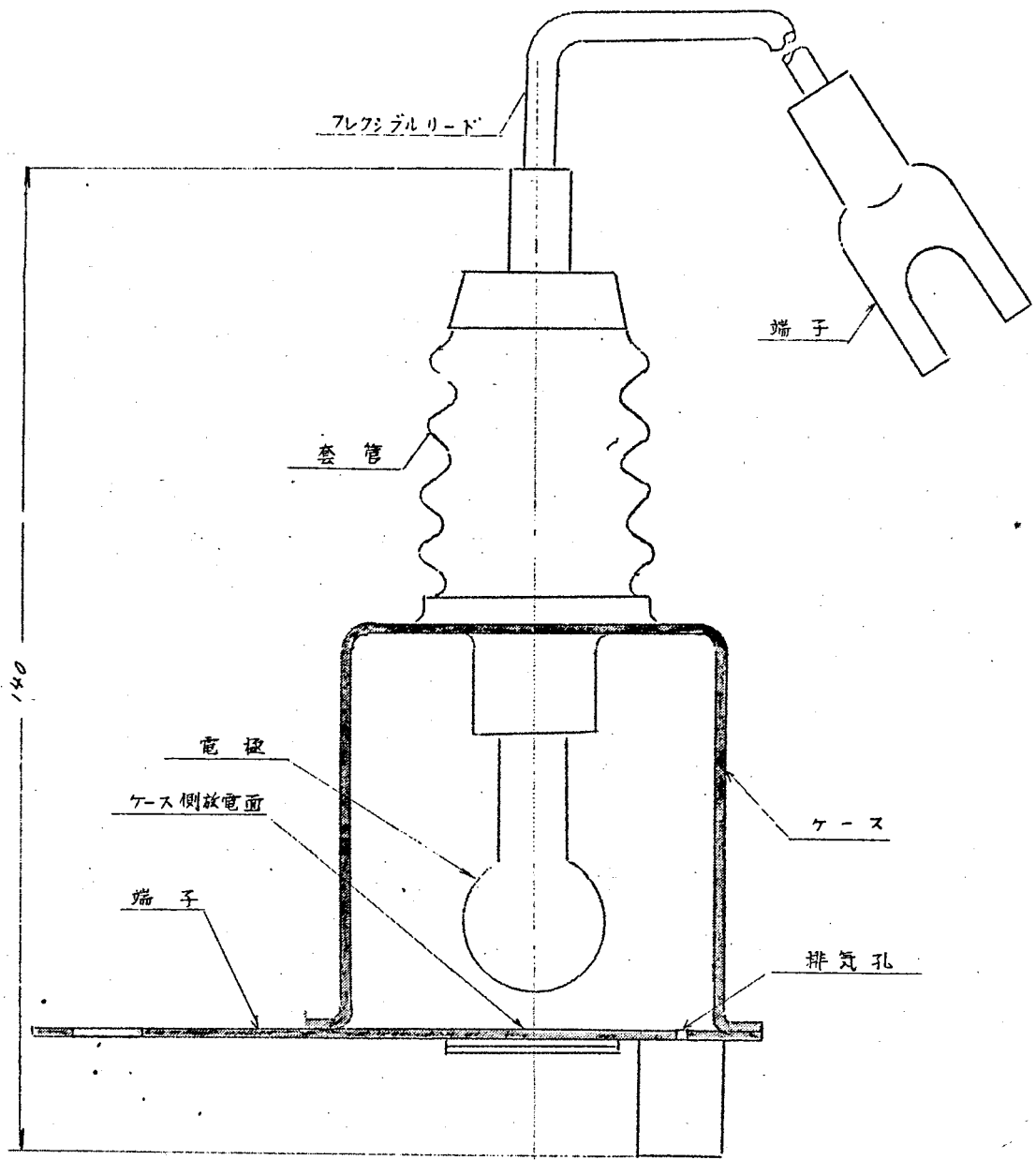
第 3. 23 図

イグナイトロンの用いた保護間隙の短絡試験オシログラム

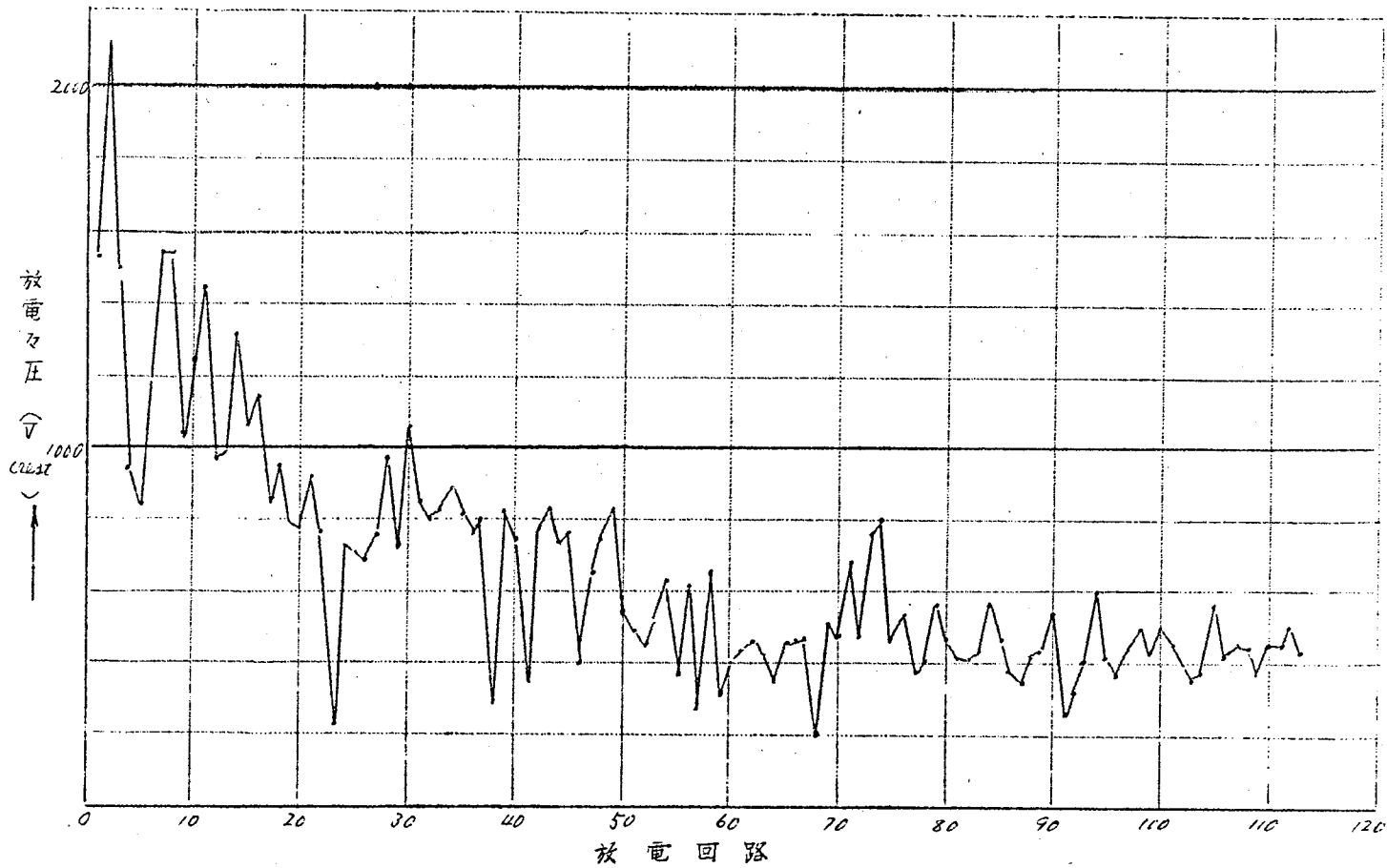


注) オシログラム測定要素は上より次の通り (上下は $1/100 \text{ sec}$ 時刻)

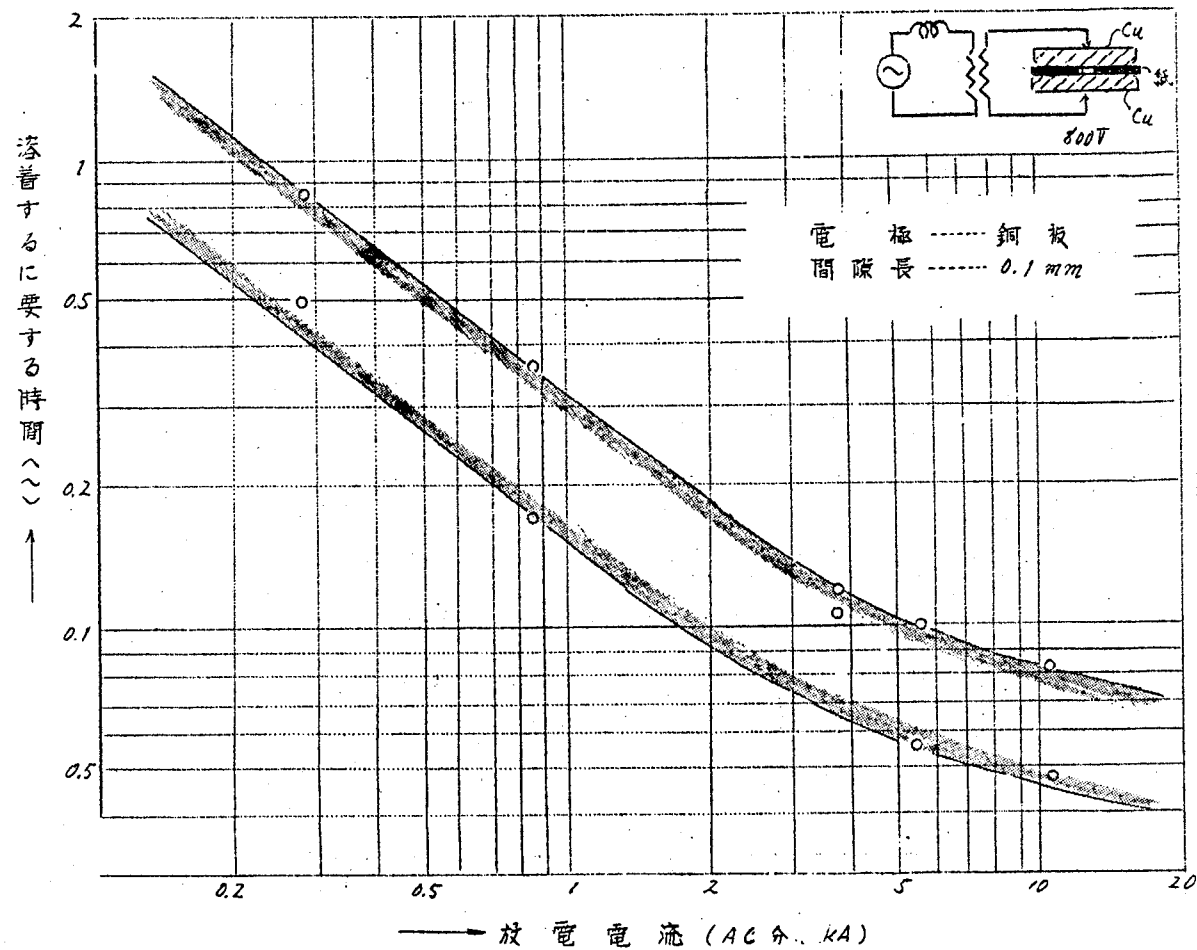
- 1) 電源短絡発電機端子電圧
- 2) 直列コンデンサ端子電圧
- 3) 全回路電流
- 4) 保護間隙回路電流
- 5) No.1 イグナイトロン電流
- 6) No.2 イグナイトロン電流
- 7) 補助間隙 (起動回路) 電流
- 8) 補助間隙 (起動用) 端子電圧



第3.29図 低減圧試験の構造



第3.30図 減圧放電の繰返し放電による放電電圧の変化



第 3. 31 図 短間隙の溶着特性

3.2.5 保護間隙

第3.1表～第3.3表に、わが国における直列コンデンサ使用実績とその保護間隙の適用状況を示した。本表より保護間隙の発展段階を次のように見る事ができる。

- (1) 配電線では保護間隙を用いない方式で出発し、噴射形間隙からアーク回転式磁気吹消間隙へ
- (2) 送電線ではホーン間隙から招弧磁片付ホーン間隙、さらにアーク回転式磁気吹消間隙へと改良されている。
- (3) 最近、多数実用されるようになった交流電化き電線では全面的にアーク回転式磁気吹消形間隙が採用されている。
- (4) 超高压送電線と比較的大容量の直列コンデンサ設備に空気吹付ギャップの使用を見受ける。

従来、保護間隙は直列コンデンサの付属設備であるということのために、その発展はコンデンサ自体よりも遅れた面が多く、直列コンデンサ方式の最も大きい問題点のひとつとされていた。しかし筆者等の研究によって経済的で性能が優れ保守の容易な磁気吹消形間隙をはじめ、各種保護間隙が開発されたことで直列コンデンサの保護方式はここに確立されたと言っても過言ではない。アーク回転式磁気吹消間隙は、すでに7年余の運転実績を有し、安定した性能を有することが実証されている。又今後の新しい動向として低電圧保護間隙の実用化を予想することとなる。

第3.1表 配電線における直列コンデンサ実施例

分類	設置年	設置場所	系統 電圧	直列コンデンサ		保護間隙		備考
				ねん数	容量	種類	整定値	
配 電 線	1938	九州電力(日本水電)	(KV) 3.3	(Ω) 79.6	(KVA) 120	不明	(V) 不明	ギャップ無しにて使用始む
	1941	中国電力	"	11.0	270	噴射形	2,000	
	1952	東北電力 今別	6.6	20.0 24.5	500	"	"	
	1953	九州電力 神湊	3.3	7.5 10.0	450	"	"	
	"	中部電力 杉平	3.3	10.0 12.0	300	"	"	
	"	東北電力 吉野	"	5.0 7.5	600	"	"	
	"	榎市	6.6	15.0 20.0	250	"	"	
	"	山北	3.3	7.5 10.0	450	"	"	
	"	施岡	"	7.5 10.0	"	"	"	
	"	梁森	"	5.0 7.5	600	"	"	
	"	細浦	"	7.5 10.0	"	"	"	
	"	十五浜	"	12.5 15.0	"	"	"	
	"	木御	"	3.0	500	"	"	1954年にホーン形に取換
	"	山都	"	12.5 15.0	300	"	"	
	"	高土	"	"	"	"	"	
	"	出雲崎	"	10.5 12.5	450	"	"	
	1954	左沢	"	5.0 7.5	600	"	"	
	"	尾花沢	"	7.5 10.0	250	"	"	
	"	十三浜	"	10.0	500	"	"	
	"	木富	"	5.0 7.5	600	"	"	
	"	糟岡	"	4.0 3.0 6.0 7.0	700	"	"	
	1953	倉敷機械	6.6	5.0	750	"	2500	
	"	九州電力 柳田	5.7	8.0 10.0	375	マグネ	"	7-1回転式
	"	中部電力 南勢	6.6	10.0 12.0	675	"	3750	"

分類	設置年	設置場所	系統 電圧	直列コンデンサ		保護間隙		備考
				本数	容量	種類	数値	
配電線	1952	関西電力 岡参見	^(1KV) 6.6	⁽¹⁵⁾ 10.0 15.0	^(110A) 675	マグネ	⁽¹⁰⁾ 3750	ア-7回線式
	"	東北電力 京田	"	4.0 5.0 6.0 7.0	760	"	2,000	"
	"	茨城	"	5.0 7.5	600	"	2,500	"
	1959	国鉄 宇都宮	"	4.5		"		" (単相)
	"	北陸電力 熊野	"	8 [*] 1.0	750	"	2,500	"
	1960	東北電力 大郷	"	7.5 10.0	450	"	"	"
	1961	関西電力 小島	"	7.5 10.0	780	"	3,000	"
	1962	四国電力 宿毛	"	19 23	101	"	2000	"
	1963	関西電力 淡河	"	10 12.5	469	"	3125	"
	"	名田左	"	10 15	192	"	2750	"

第3.2表 送電線における直列コンデンサ実施例

分類	設置年	設置場所	系統 電圧	直列コンデンサ		保護間隙		備考
				本数	容量	種類	数値	
送電線および超高压送電線	1952	関西電力 本郷	^(1KV) 33	⁽²⁵⁾ 25 30	^(110A) 7600	ホン	⁽¹⁰⁾ 17500	
	1953	中部電力 上野	22	30	5400	"	15000	
	"	関西電力 新宮	33	15 18	6800	"	11000	
	1954	北海道電力 鬼鹿	"	25 33	1500	"	7800	
	"	北陸電力 宇出津	44	28 56	750	"	4750	
	"	東北電力 近川	66	38 42	7600	"	20,000	1953年 ア-7回線式マグネに変更
	1955	中部電力 鳥羽	22	75 10	2100	"	5000	招弧磁片付
	"	九州電力 山家	110	15	38,000	空気吹付		空気吹付
	1956	中国電力 土庄	22	18 24	950	ホン	7200	招弧磁片付
	"	東北電力 岩谷沢	11	20 25	670	"	3600	"

カ 類	設置年	設置場所	系統 電圧	直列コンデンサ		保護間隙		備 考
				オーム数	容量	種類	整定値	
送電線および超高压送電線	1956	東北電力 神崎	11	10	500	ホーン	2750	招弧磁片付
	1957	九州電力 山家	220	46	50,800	磁板付		空気吹付
	1959	東北電力 白河	66	36	3150	マグネ	10500	A-7 回転式
	1960	九州電力 上津役	66	8	15000	"	18550	"
	"	" 長崎	110	30	14400	"	15000	"
	"	国鉄 草薙	22	10 13	1200	"	5000	"
	1964	" 細島	77	4	3000	"	5000	"
	"	" 西相模	77	4	3000	"	5000	"
	"	" 沼津	77	6	2880	"	6000	"
	"	" 岩瀬	77	7	3360	"	7000	"
	"	" 新磐田	77	16	4320	"	12000	"

第3.3表 国鉄交流電化き電線における直列コンデンサ実施例

設置線路名	設置場所	施設年	電圧 (kV)	直列コンデンサ		保護間隙		設置箇所数
				オーム数	容量	種類	整定値	
仙山線	線路	1956	20	7.5 ^(Ω)	680 ^(kVA)	ホーン	4500 ^(V)	2
北陸本線	線路	1957	20	5.0	800	ホーン	5000	2
	変電所	"	20	6.25	680	マグネ	4500	1
	"	1961	20	10.0	1600	"	5000	5
	"	1963	20	10.0	1600	"	5000	2
東北本線	線路	1959	20	3.3	1200	"	5000	8
	"	"	20	5.0	800	"	5000	4
	変電所	"	20	10.0	1600	"	5000	3
	"	"	20	6.6	2400	"	5000	4
	線路	1960	20	3.6	1200	"	5000	5

設置線路名	設置場所	施設年	電圧 (kV)	直列コンデンサ		保護間隙		設置箇所数
				本数	容量	種類	整定値	
東北本線	線路	1960	20	5.0 ^(Ω)	800 ^(kVA)	マグネ	5000 ^(V)	6
	変電所	1960	20	6.6	2400	"	5000	4
常盤線	線路	1960	20	5.0	800	"	5000	12
	変電所	"	20	5.0	800	"	5000	5
鹿兒島 本線	変電所	1961	20	10.0	1600	"	5000	4
	"	"	20	13.0	2080	"	6500	4
	"	"	20	5.0	800	"	5000	1
	"	"	20	6.5	1040	"	6500	1
	線路	1962	20	5.0	800	"	5000	12
新幹線	変電所	1964	25	2.0	1280	"	4000	2

注) 保護間隙の種類はマグネとはアーチ回転式磁気吹消間隙をいう。

3.2.6 外国の実施例

欧米における直列コンデンサ設備はわが国と異なり送電線への適用が多く特に1950年以降超高压送電系統への適用が急速に発達した。

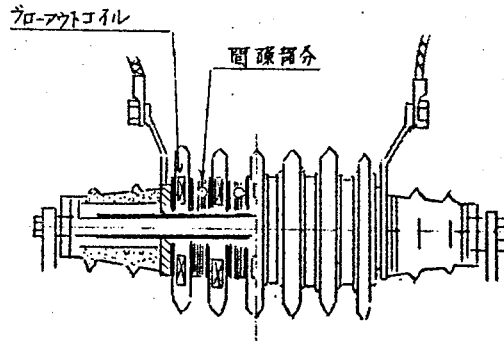
スウェーデンにおいては1950年220kV用直列コンデンサが運転に入り続いて1951年米国B.P.Aで230kV用実施され、それ以後更にスウェーデンに380kV用が2カ所、ソ連に400kV用の実現を見るなど超高压送電線への直列コンデンサがフローズアップしてきた。スウェーデン、米国及びソ連の場合について述べる。

1950年スウェーデンのAlftaに設置された220kV、3100kVA直列コンデンサの保護間隙には棒ギャップと碑子形の側路開閉器を用いている。従つて間隙に自己消弧能力はない。

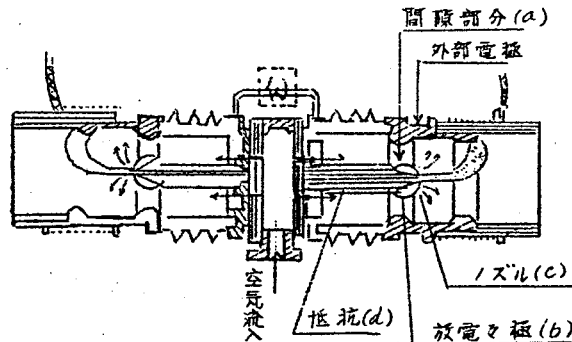
AlftaについてDjulemoに設置した330kV用直列コンデンサに同

3点間隙を用いた磁気吹消方式を採用している。

同様の設備が Havelö にも設けられた第3.32図及び第3.33図は同国が 320 kV 用として用いた保護間隙で第3.32図は磁気吹消、第3.33



第3.32図 磁気吹消形保護間隙(スウェーデン)

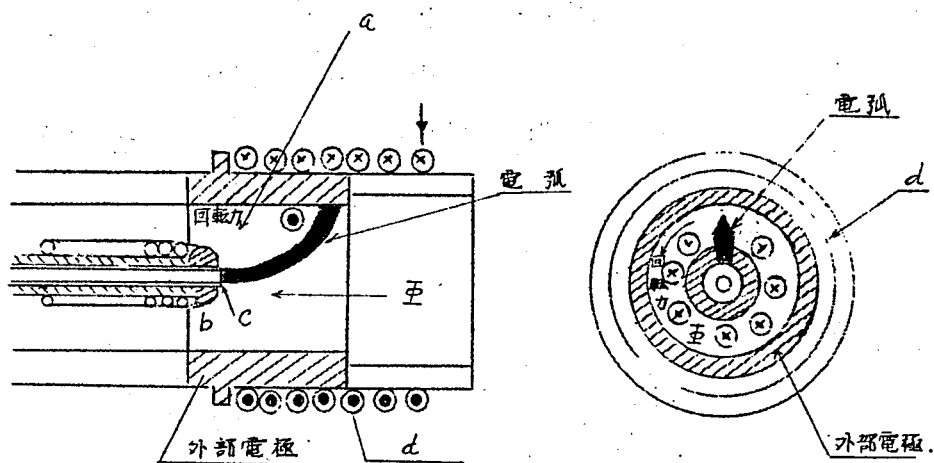


第3.33図 空気吹付形保護間隙(スウェーデン)

図は空気吹付間隙である。この磁気吹消形は放射状磁界でアークを回転させるユニットを複数個直列接続したものである。動作部分を持たず構造が簡単であるが始動電圧の不整は幾分大きいらしい。

空気吹付形的作用を第3.34図に示すが 空気圧の間隙間放電々圧への影響をなくするため、空気吹付を強くする個所は放電電圧に

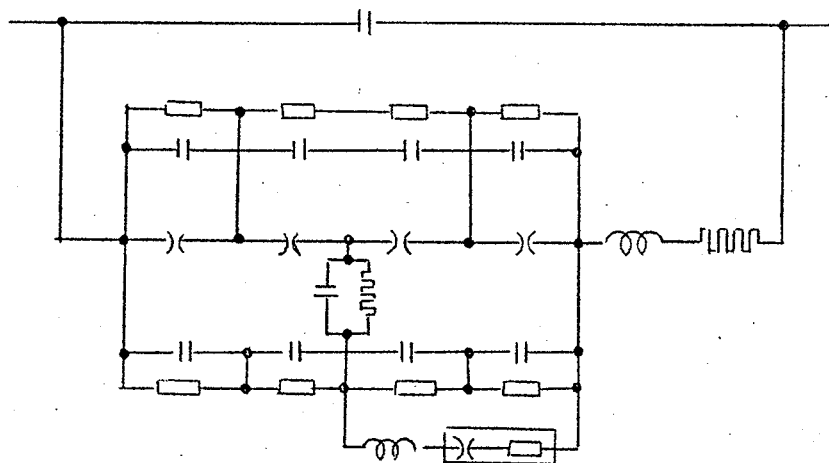
無関係は(c)と(b)の間である。外部電極と(c)との間は冷却作用を行なわしめるための空気を流通させるのみで余り吹付けない。又放電電流抑制用抵抗(a)をコイル状に巻きギャップ放電時に空気を吹付けると同時に(a)による磁界が第3.34図に示すように外部電極と(c)の間のアークに回転力を与えるようになっているので、磁気吹消の効果も併せ備えている。



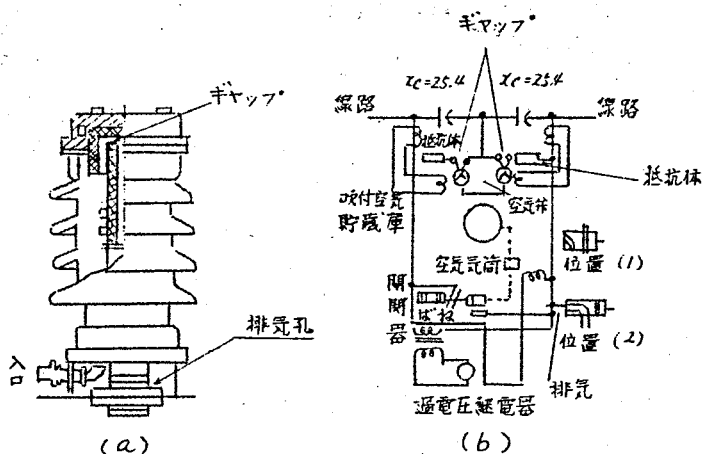
第 3. 34 図

第 3. 35 図は Vittersjö に設備された 3 点間隙方式を用いた保護間隙回路の結線である。

第 3. 36 図は米国 B. P. A の chehalis に設備されたもので純粋な空気吹付形間隙である。米国における保護間隙はすべて空気吹付形が採用されている。



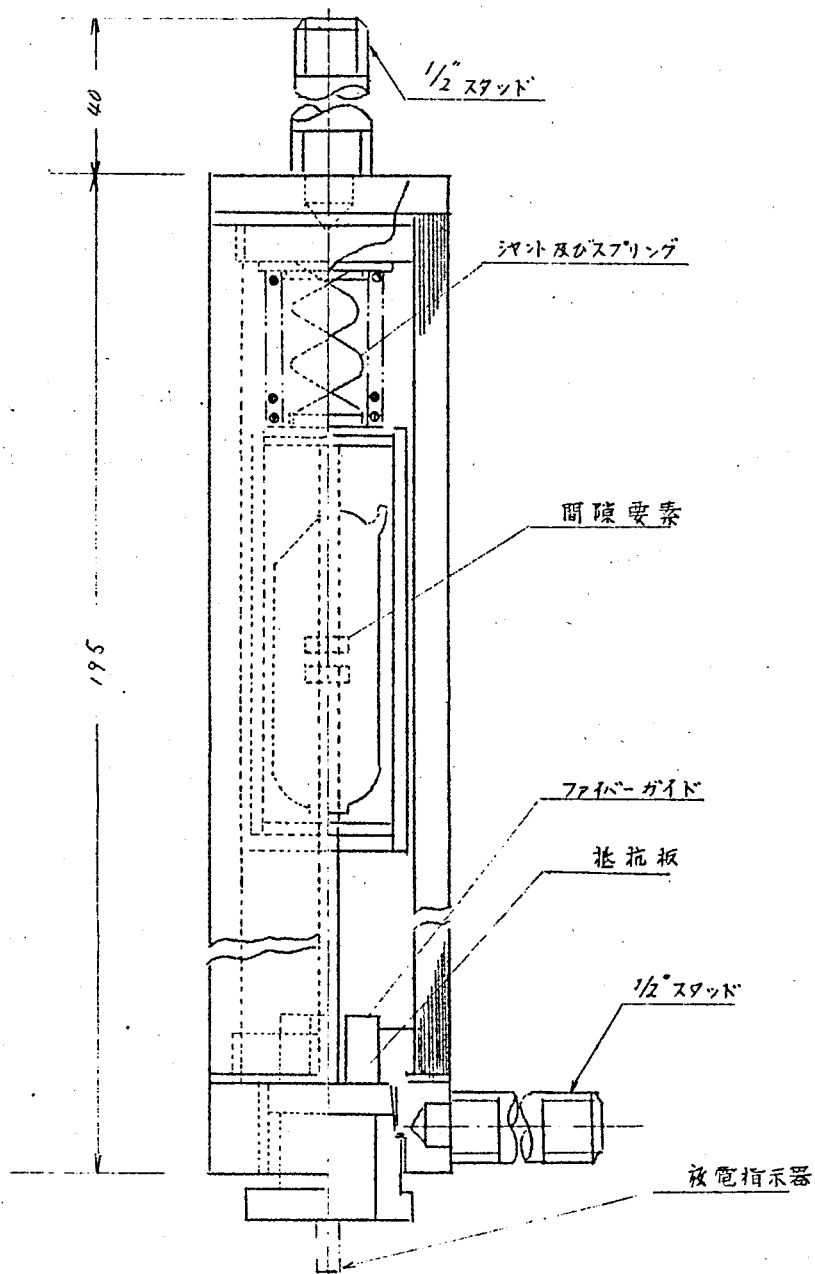
第3.35図 Vitteroji 直列コンデンサの保護方式



第3.36図 WH社 空気吹付開閉器

尚、Westing House社では配電線などの小容量の直列コンデンサ設備に用いる経済的な保護開閉器として第3.37図のような保護開閉器を用いている。この保護開閉器は開閉器が放電して抵抗体に電流が流れると、開閉器を保持しているロッドが動作しスイッチが投入し開閉器を短

落するようになっている。又このロッドが同時に間隙動作の指示ともなっている。放電電圧は 600~1,200 V である。



第3.37図 W.H社非自動式保護間隙

しかし最近はこの代つて 400 V へ 600 V の密封式が主として配電
用変圧器に直列に挿入されるコンデンサの保護に用いられている。

ソ連の保護間隙は主間隙と補助間隙とよりなり、前者の主間隙は
空気吹付形を採用し、 $180 \text{ kV} (2.5 U_n) \sim 288 \text{ kV} (4 U_n)$ まで調整可能
で放電電圧のバラツキは整定電圧の $\pm 5\%$ 以下である。主として線
路の短絡電流で動作する。

補助間隙は直列コンデンサ設備の故障即ち架台の接地事故時に動
作するもので、この場合は設備が直列数多く、ために主間隙が放電
し得ないため、コンデンサの対タンク絶縁保護に用いられ、3種類
のものからなる。即ち 24 kV 、 18 kV 、 12 kV の整定値のもので、バラ
ツキは $\pm 15\%$ 以下、形式は自己消弧形で空気吹付は行なわない。

3.3 短絡用開閉器

直列コンデンサの線路への挿入及び短絡には並置された開閉器の投
入、開放により行なわれる。この開閉器に対し要求される性能は

- i) 投入が優先される。
- ii) したがって開放時よりも投入時の速度の早いことが必要であ
る。
- iii) 開放動作時放電間隙放電すれば直ちに投入動作に入る必要
がある。即ち *close free* でなくてはならない。
- iv) 開放動作には線路電流をコンデンサへ移す動作であり、線
路電流を切る動作でない。又極間電圧としてはコンデンサ
端子電圧であり、かつ低周波振動の重畳した商用周波数で
あるため通常のしゃ断器に比べ再起電圧、回復電圧は高く
なく通常の開閉器でよい。

以上から考えられることは一般のしゃ断器、開閉器にくらべ反対動作
が優先している、即ち i)、ii) iii) はそれであり、このため直列コンデ
ンサ用短絡開閉器はバネ投入、電磁又は空気開放が用いられる。又 iv)

に述べた如く再起電圧、回復電圧が低く、周波数と高くはい上に極間電圧として低い値であることから単に断路器をバネ投入、電磁又は空気操作にしても性能上には充分である。

しかし線路電流をコンデンサ側へ移すためには或程度の投入容量が必要である。米国WH社の直列コンデンサ設備は断路器の空気操作式を採用している。

超高压系統の直列コンデンサであつてもコンデンサ端子電圧は低いから極間電圧は低いものでよいが、対地絶縁は十分にとる必要があるため断路部のみ絶縁架台上に登載し、操作は空気か又は地上より絶縁棒で行なうことが一般である。

配電線の場合は前述の如く、保守の簡便、経済的であるから通常の柱上開閉器を逆操作し使用される。標準としては第3.1図に示す如き詰線で無電圧時投入、電圧回復時開放としている。この場合は放電間隙が放電しても短絡動作に入らないで、送電端で線路を開放することは前述の通り。

結 言

配電線における直列コンデンサは送電線とちがつて技術的及び経済的困難がともなう。これは上記各章にわたつてふれたが特に問題となる点を新たに列記すると次の如くなる。

- i) 補償度が100%以上になり受電端電圧が送電端電圧より上昇する可能性が大きく、柱上変圧器の励磁電流の増大及び異常現象の発生が可能が大きいため補償度の選定に十分注意を要すること。
- ii) 異常現象の発生については直列コンデンサ採用の1つの障害として問題となるが現実の問題として、少数調波振動現象については発生しても保護間隙の放電により終熄することが知られているため特に神経質に考える必要はない。したがつて異常現象として事前に検討すべきは誘導電動機の日己励磁現象のみであるが、配

電線に直接高圧電動機が存在する場合のみ考慮されるべき現象であり、間に変圧器の介在する場合には条件は極めて楽な方に移行する。又前記条件式のみでは極めて苛酷な範囲であり、実際上は、この理論的範囲の内部の一範囲のみに見られ、トルクについて検討する必要のあることを示している。

iii) 配電線用直列コンデンサの保護間隙は放電電圧が $2000V$ 以下であり、かつ線路故障が多い配電線であるため放電回数も当然多く、信頼度の高い、放電電圧の変化の少ないものが必要である上に経路時にも安価であり、保守の不用であることが大半である。したがってこれに対する研究は理論的研究よりも実際の品物を実験により確認する手段が必要であり、過去十数年努力を重ねた結果、現在の保護間隙を完成した。これは諸外国にも例がなく、特に前記磁気吹消形の配電線への適用は我が国独自のものと言える。

iv) 短絡用開閉器は通常の開閉器とはしや断器と異なつた性能を必要とすることは前記の如くであるが、配電線用としてこの開閉器の動作するのは線路電圧回復時のコンデンサの挿入、コンデンサ本体焼損時又は線路無電圧時の短絡の外に限定される。これは保守の簡便さが優先しているためである。

以上の如く配電線用直列コンデンサの適用に當つての問題点を示したが、直列コンデンサ方式以外の諸方式との比較が当然問題となる。

即ち 電圧調整器、スイッチドキャパシター

等との比較については直列コンデンサの性能を十分知ることにより初めて可能であり、いたずらに直列コンデンサによる異常現象のみをこだわつて他方式の採用を考えることは電力経済上有利ではないと思う。前記各章にわたつて述べた研究は何れも配電線用直列コンデンサの実用化に当り筆者等が過去十数年にわたり努力して来た結果であり、これにより配電線への直列コンデンサの適用は何等問題なく行えるものと信じる。

第 2 部 直列コンデンサと送電線保護継電方式

結 言

直列コンデンサをその目的・構成に従って、送配線に挿入した場合、直列コンデンサは線路のリアクタンスを補償するのがその作用であるために、補償前と補償後とは、

1) 系統の故障電流、2) 挿入点付近の電圧分布 に変化を来すことは当然予期せねばならない。

系統故障に際して直列コンデンサが挿入されたままか、保護間隙が放電して短絡されるかの両者の存在することが想定される。更に、故障の状況如何では三相が平衡放電せず、相毎に不平衡放電することも充分考えられる。要するに直列コンデンサ補償には、放電間隙の放電という不確定要素が存在するが故に、この影響が送電線保護継電器に対してどの程度であるかを充分検討しなければ、送電線の満足なる運転は期待できない。

本研究は現在送電線保護用として使用されている継電器が、それぞれ如何なる影響を受けるかを分析し、その影響を受けないための対策について検討し、現在我国において実用されている方式の例について述べたものである。

第 1 章 直列コンデンサによる影響

1.1 序 言

最近、特別高圧、超高圧の長距離送電線に主保護として適用される保護継電方式は基本的には

- 1) 平衡方式（すなわち選相短絡、選相地絡方式）
- 2) 方向距離方式
- 3) 搬送方向距離方式
- 4) 位相比較方式

とほぼ集約される。

この中、1)は方向継電器と過電流継電器との組合せによるが、最近はこの過電流継電器の他に、電圧抑制付過電流継電器或は距離原理の継電器が用いられることが多い。すなわち距離の概念への伸展である。

2)は方向継電器と距離継電器の組合せ、又は方向性を有する距離継電器を用いる。3)は2)に搬送装置を組合せて保護区間両端で打合せを行なう方式。4)は搬送装置を使つた同じ両端打合せ方式でも、両端に出入する電流位相のみを比較して、故障位置を判定するものであるために、前者とは大巾に趣を異にする。

これを継電器の要素として分類してみると

- 1) 過電流継電器
- 2) 距離継電器又は方向性距離継電器
- 3) 方向継電器
- 4) 位相比較継電器

の4種と見ることができる。以下にこれら4種について直列コンデンサの影響を分析する。

1.2 過電流継電器への影響

過電流継電器としては一般的な反時限性定限時のものについて考えると、この継電器は本質的に一定値以上の電流、即ち故障電流の流れたことを電流の絶対値で検出するのみであるから特に影響について考える必要はなく、系統上からの要請による整定を如何にするかが問題となろう。したがって直列コンデンサ設置の以前の問題である。

1.3 距離継電器への影響

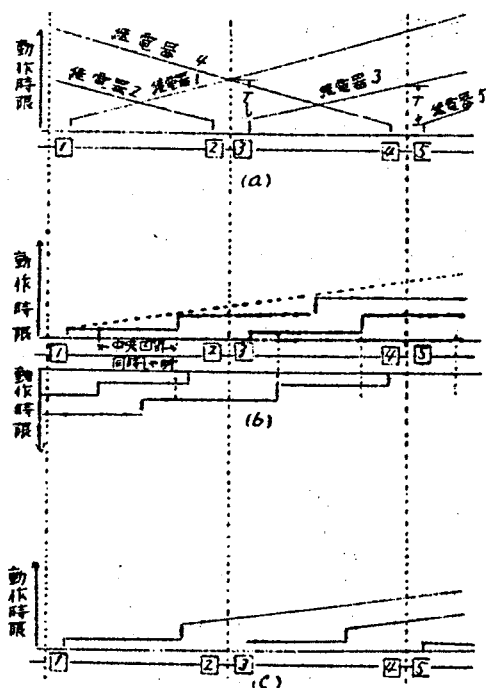
1.3.1 距離継電器の分類

距離継電器は、その動作速度により、次の如く分れる。

- I 時限付（動作時限がほぼ距離に比例するもの）
- II 高速度

前者を用いて、故障点までの距離に比例した時限で動作する距離

比例限時、後者では設限時及び両者を組合せたものの3種類がある。第3.1図(a)(b)(c)は、各種の時限特性を示す。又、動作原理よりインピーダンス継電器、リアクタンス(又はオーム)継電器、モーゼ継電器とこれらを変化せしめた補正インピーダンス継電器、オフセットモーゼ継電器がある。



第 3. 1 図

1) インピーダンス継電器

平衡桿の両腕にそれぞれ動作要素を備え、動作要素は線路の電流の力で平衡桿を動かし、抑制要素は電圧の力で動作要素による平衡桿の動作を抑制する構造のものでは、その動作条件は

$$kI^2 \geq k'E^2 \quad \text{ただし、} k, k' : \text{定数}$$

となる。これを書換えれば

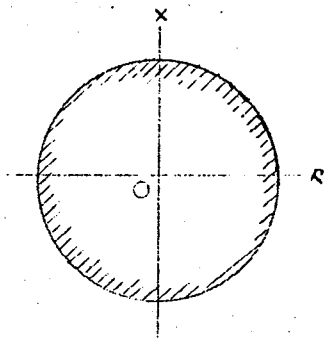
$$\frac{E}{I} \leq \sqrt{k/k'}$$

故障点までの線路インピーダンスを Z とすれば

$$\frac{E}{I} = Z \quad \text{とみてよいから}$$

$$Z \leq \sqrt{k/k'} \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

今、線路の抵抗 R を横軸にとり、リアクタンス X を縦軸にとれば任意の線路インピーダンス Z は、この $R-X$ 平面上の点で表わされ、その大きさ $\sqrt{R^2 + X^2}$ は原点 O からその点までの距離で表わされる。従つて、(1) 式の表わす所は第3.2図の如く線路インピーダンス Z が原点を中心として半径 $\sqrt{k/k'}$ なる円を中心にはいつた時、遮電器が動作することを示す。しかも Z の値が小さい程、動作時間の早いことは、抑制要素の力が減ることによつて明らかである。



第 3. 2 図

(2) リアクタンス (オーム) 遮電器

最近、誘導円筒形インピーダンス遮電器の一種で、誘導作用による動作要素と抑制要素とを備え、動作要素には線路の電流を加え、抑制要素は電力遮電器と同じく線路の電流と電圧とを加える。この場合の動作条件は

$$k I^2 \geq k' E I \cos(\phi - \theta)$$

ただし、 θ : 最大抑制力を与える場合の線路インピーダンス角

ϕ : 任意の線路インピーダンス角

これを等価すれば

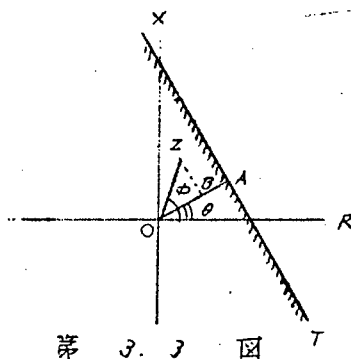
$$\frac{E}{I} \leq \frac{k_e}{k'_e} / \cos(\phi - \theta)$$

$$Z \leq \frac{k_e}{k'_e} / \cos(\phi - \theta)$$

$$\overline{OA} = k_e / k'_e \quad \text{或は}$$

$$Z \cos(\phi - \theta) \leq k_e / k'_e \quad (3.2)$$

第3.3図において、原点からR軸と θ の角をなす直線OAを引き
 $\overline{OA} = k_e / k'_e$ にとってA点を通つてOAに垂直なTを引けば、図か
 ら明らかな如く、 $Z \cos(\phi - \theta)$ はZを表わす点よりOAに垂線ZB

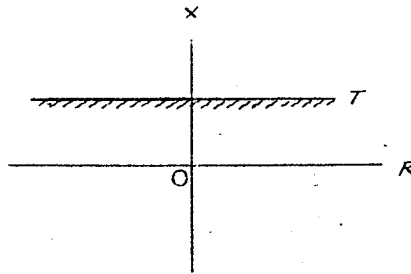


第 3. 3 図

を下したときのOBの長さとなるから(2)式が成立する範囲はT
 なる直線より原点の側となる。

もし、 $\theta = 90^\circ$ なる如く継電器を調整すれば、直線Tは第3.4
 図の如く、R軸と平行になり、線路のインピーダンスが變つても
 リアクタンスが變らなければ、Tなる限界線を越えることはない
 から、故障時のアーク抵抗等による継電器の誤動作を防ぐことが
 できる。

この場合、継電器はリアクタンス継電器と呼ばれている。



第 3.4 図

(3) モー継電器

誘導円筒形継電器の抑制要素に線路の電圧を加え、動作要素に線路の電圧と電流とを加える。

この場合には、動作条件は

$$kEI \cos(\phi - \theta) \geq k'E^2$$

ただし θ : 最大動作力を与える場合の線路のインピーダンス

角

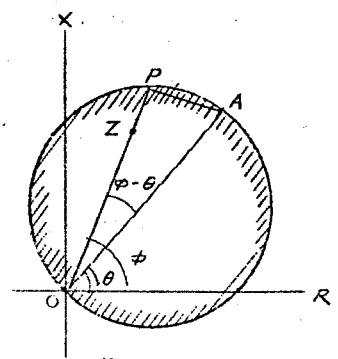
ϕ : 任意の線路インピーダンス角

書換えると

$$\frac{E}{I} \leq \frac{k'}{k} \cos(\phi - \theta)$$

$$Z \leq \frac{k}{k'} \cos(\phi - \theta) \quad (3.3)$$

これを図上に表わすと、第3.5図の如くである。すなわち原点か



第 3.5 図

らR軸と θ の角をなす直線OAを引き、 $\overline{OA} = r/r'$ にとってOAを直径とする円を描けば、 $\frac{r_0}{r'} \cos(\phi - \theta)$ はZを示す点と原点とを結ぶ直線がこの円と交わる点Pから原点までの距離OPに等しいから(3)式の示すところは、Zがこの円内にあるときに継電器が動作するということである。

この場合には、継電器設置点からみて、線路の一方のみの故障を検出することができる。

(4) オフセットモー継電器

上記の動作要素のほかに、更に線路の電流による動作要素及び線路電圧と電流とによる抑制要素を重畳する。この場合の動作範囲は

$$r_1 EI \cos(\phi - \theta) + r_2 I^2 \\ \geq r_3 E^2 + r_4 EI \cos(\phi - \theta_2)$$

これを書換えると

$$r_3 \frac{E^2}{I^2} - r_1 \frac{E}{I} \cos(\phi - \theta_2) \\ - r_4 \frac{E}{I} \cos(\phi - \theta_1) - r_2 \leq 0$$

$$r_3 Z^2 - Z \{ r_1 \cos(\phi - \theta_2) \\ - r_4 \cos(\phi - \theta_1) \} - r_2 \leq 0$$

{ } 内を整頓すれば

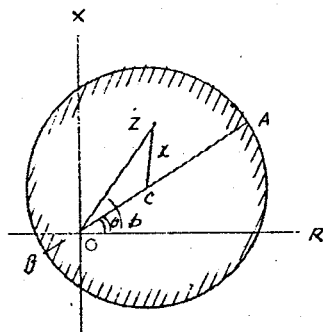
$$r_3 Z^2 - r_1 Z \cos(\phi - \theta) - r_2 \leq 0$$

なる形となる。或は r_3 で割って

$$Z^2 - K_1 Z \cos(\phi - \theta) - K_2 \leq 0$$

第3.6図における如く、原点からR軸と θ 角をなす直線Oを引き、 $OC = \frac{K_1}{2}$ にとってCを中心とし、 $\sqrt{\frac{K_1^2}{4} + K_2}$ を半径とする円を描けば、Zを表わす点とA点との距離Xは

$$X^2 = Z^2 + \overline{OC}^2 - 2Z \cdot \overline{OC} \cos(\phi - \theta)$$



第3.6図

$$\begin{aligned}
 &= Z^2 + \frac{K_1^2}{4} - 2Z \cdot \frac{K_1}{2} \cos(\phi - \theta) \\
 &= Z^2 + \frac{K_1^2}{4} - K_1 Z \cos(\phi - \theta)
 \end{aligned}$$

Zがこの円内にあるときは、 X は円の半径よりも大きくはならないから

$$Z \leq \sqrt{\frac{K_1^2}{4} + K_2} \quad \therefore Z^2 \leq \frac{K_1^2}{4} + K_2$$

上の式を入れれば

$$Z^2 + \frac{K_1^2}{4} - K_1 Z \cos(\phi - \theta) \leq \frac{K_1^2}{4} + K_2$$

$$\therefore Z^2 - K_1 Z \cos(\phi - \theta) - K_2 < 0 \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

同様にして、Zが円外にあれば

$$Z^2 - K_1 Z \cos(\phi - \theta) - K_2 > 0$$

故に (3.4) 式はインピーダンス Zがこの円内にあるときに限り、継電器が動作することを示している。

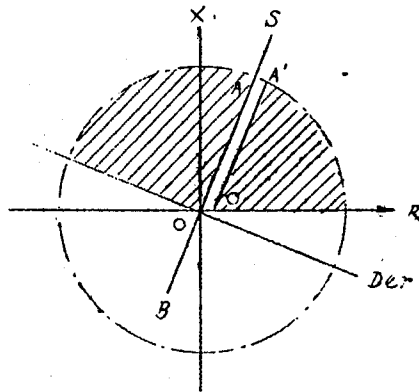
1.3.2 距離継電器の見るインピーダンス

距離継電器の中例えば、インピーダンス継電器をとりあげると、継電器可動部分に、継電器設置点の電流実効値に比例した動作トルクを $|I|^2$ と電圧実効値に比例した抑制トルクを $|V|^2$ を加えて、動作トルク

クが指測トルクに打ちかつた時、すなわち

$$|k\dot{I}| > |k'\dot{V}| \quad k/k' > |\dot{V}|/|\dot{I}| = |\dot{Z}|$$

の時に接点を閉じる機構としたもので、この \dot{Z} は継電器設置点より故障点までの往復インピーダンスである。したがって、この特性は縦軸をリアクタンス、横軸を抵抗としたインピーダンスダイアグラム ($R-X$ 図) (第3.7図)で示すと、原点を中心とした円の内部が動作範囲となる。



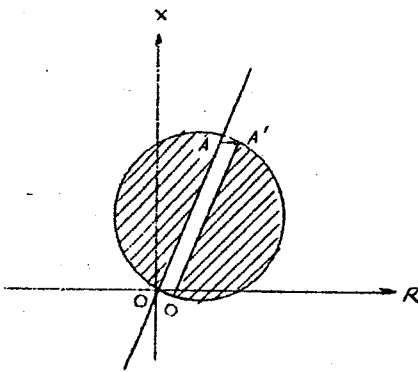
第3.7図

しかし、故障時に継電器が測定するインピーダンスは、線路インピーダンスで大体 $40^\circ \sim 80^\circ$ 遅れ位相の直線 $SAOB$ であり、故障アークを伴った場合でも、これが抵抗分としてベクトル時に加わるだけで、保護区間 OA の故障時に継電器が測定するインピーダンスは $AA'O$ の範囲である。従って、この円特性では逆方向の故障 (OB 方向) でも動作するので、 $AA'O$ の範囲内の故障を選別するには、方向継電器要素を付加して、この継電器の動作範囲、 Der 線の上方と、この円との両動作を満足するようにするのが通例である。

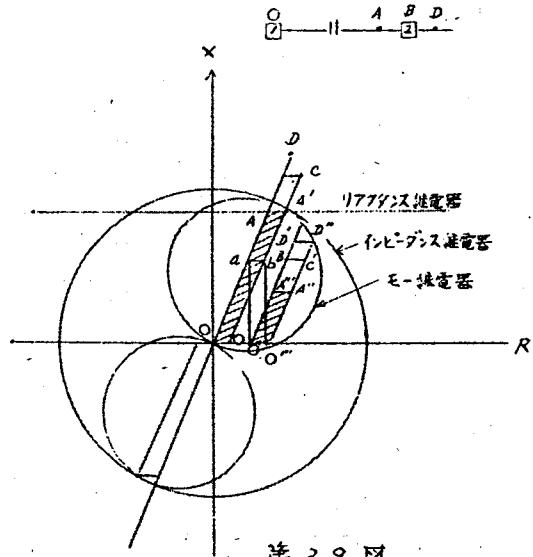
或は第3.8図の如く故障インピーダンスを判別するには、この故障範囲に接近して、これを小さく包む特性のものが誤動作を少なくするわけで、これがモ-継電器の特性である。この外、リアクタン

ス継電器もあるが、いずれもある一定のインピーダンス以内になつた時動作するわけである。

これ等の継電器は、通常の送電線では何等問題なしに使用されるが、直列コンデンサが挿入された場合は、リアクタンス分が減少するわけであるから、第3.9図の如く動作範囲 $OA'A'O'$ であつたものが、 $OaO''D'D''O'''bO'$ の如く保護区間外まで保護する。すなわち、



第3.8図



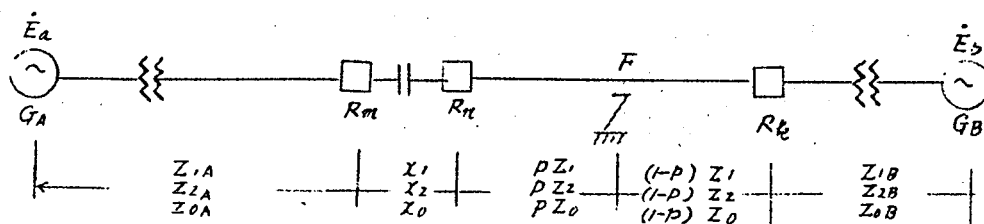
第3.9図

Over reach となる。ただし、故障時放電間隙が動作して、直列コンデンサが短絡されれば、 $OA'A'O'$ となつて誤動作のおそれはない。かくの如く、直列コンデンサ補償線路では放電間隙の動作が継電器の見るインピーダンスを変化させるため、この影響の無いような動作特性を考える必要がある。

以上は概念的に直列コンデンサの影響を示したが、放電間隙は必ずしも放電するわけではなく、背後インピーダンスにより放電しない場合もあり得る。次に故障時における継電器の見るインピーダンスの放電間隙の放電の有無による変化を計算してみる。

1) 故障時に継電器の眺めるインピーダンスの一般式

第3.10図の如き系統において R_m 及び R_n 点における継電器の見るインピーダンスを計算する。図において内部誘起電圧 \dot{E}_a, \dot{E}_b とし、インピーダンスを図示の如くする。ただし添字の 1, 2, 0 は正相



第3.10図

逆相、零相分を示す。F点を故障点とすると、F点における故障前の対称分電圧を E_1, E_2, E_0 とし、定常電流 I_1, I_2, I_0 を G_A から G_B の方向に流れているものとすれば G_A 側から

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= -(Z_{0A} I_0 + X_0 I_0 + X_2 I_1 + X_1 I_2 + p Z_0 I_0) \\ &= -(Z_{0A} + X_0 + p Z_0) I_0 - X_2 I_1 - X_1 I_2 \\ E_1 &= E_a - X_1 I_0 - (Z_{1A} + X_0 + p Z_1) I_1 - X_2 I_2 \\ E_2 &= -X_2 I_0 - X_1 I_1 - (Z_{2A} + X_0 + p Z_2) I_2 \end{aligned} \right\} \dots (3.5)$$

G_B 側から

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= \{Z_{0B} + (1-p) Z_0\} I_0 \\ E_1 &= E_b + \{Z_{1B} + (1-p) Z_1\} I_1 \\ E_2 &= \{Z_{2B} + (1-p) Z_2\} I_2 \end{aligned} \right\} \dots (3.6)$$

となる。

(注) 直列コンデンサリアクタンスを各相 X_a, X_b, X_c とすれば

$$\begin{bmatrix} X_0 \\ X_1 \\ X_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a & a^2 \\ 1 & a^2 & a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_a \\ X_b \\ X_c \end{bmatrix} \quad \text{ただし } a = \varepsilon^{j\frac{2}{3}\pi}$$

かつ下図の如くインピーダンス間の電圧と電流の関係を決めると

$$\begin{array}{l} \bar{V}_a \xrightarrow{I_a} [Z_a] \longrightarrow \bar{V}'_a \\ \bar{V}_b \xrightarrow{I_b} [Z_b] \longrightarrow \bar{V}'_b \\ \bar{V}_c \xrightarrow{I_c} [Z_c] \longrightarrow \bar{V}'_c \end{array} \quad \begin{bmatrix} \bar{V}_a \\ \bar{V}_b \\ \bar{V}_c \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{V}'_a \\ \bar{V}'_b \\ \bar{V}'_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_a I_a \\ Z_b I_b \\ Z_c I_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_a & 0 & 0 \\ 0 & Z_b & 0 \\ 0 & 0 & Z_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \end{bmatrix}$$

$$\text{しなるに} \quad \begin{bmatrix} \bar{V}_a \\ \bar{V}_b \\ \bar{V}_c \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} \bar{V}_0 \\ \bar{V}_1 \\ \bar{V}_2 \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} \bar{V}'_a \\ \bar{V}'_b \\ \bar{V}'_c \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} \bar{V}'_0 \\ \bar{V}'_1 \\ \bar{V}'_2 \end{bmatrix} \quad [A] = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a^2 & a \\ 1 & a & a^2 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

$$\text{故に} \quad [A] \left(\begin{bmatrix} \bar{V}_0 \\ \bar{V}_1 \\ \bar{V}_2 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{V}'_0 \\ \bar{V}'_1 \\ \bar{V}'_2 \end{bmatrix} \right) = \begin{bmatrix} Z_a & 0 & 0 \\ 0 & Z_b & 0 \\ 0 & 0 & Z_c \end{bmatrix} [A] \begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} \text{即ち} \quad \begin{bmatrix} \bar{V}_0 \\ \bar{V}_1 \\ \bar{V}_2 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{V}'_0 \\ \bar{V}'_1 \\ \bar{V}'_2 \end{bmatrix} &= [A]^{-1} \begin{bmatrix} Z_a & 0 & 0 \\ 0 & Z_b & 0 \\ 0 & 0 & Z_c \end{bmatrix} [A] \begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} Z_0 & Z_2 & Z_1 \\ Z_1 & Z_0 & Z_2 \\ Z_2 & Z_1 & Z_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

これより (3.5) (3.6) 式は求められる。

次に下点にて故障が発生したとして、これにより G_A 側から流入する対称分故障電流を I_0', I_1', I_2' G_B 側から流入するそれを I_0'', I_1'', I_2'' とし、かつその時の故障点の対称分電圧を $\bar{V}_{0F}, \bar{V}_{1F}, \bar{V}_{2F}$ とすれば、
 G_A 側から

$$\left. \begin{aligned} V_{0F} &= E_0 - (Z_{0A} + X_0 + pZ_0) I_0' - X_2 I_1' - X_1 I_2' \\ V_{1F} &= E_1 - X_1 I_0' - (Z_{1A} + X_0 + pZ_1) I_1' - X_2 I_2' \\ V_{2F} &= E_2 - X_2 I_0' - X_1 I_1' - (Z_{2A} + X_0 + pZ_2) I_2' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.7)$$

G_B 側から

$$\left. \begin{aligned} V_{0F} &= E_0 - \{ Z_{0B} + (1-p) Z_0 \} I_0'' \\ V_{1F} &= E_1 - \{ Z_{1B} + (1-p) Z_1 \} I_1'' \\ V_{2F} &= E_2 - \{ Z_{2B} + (1-p) Z_2 \} I_2'' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.8)$$

(3.5)(3.6) 式を代入すると

$$\left. \begin{aligned} V_{0F} &= -(Z_{0A} + X_0 + pZ_0)(I_0 + I_0') - X_2(I_1 + I_1') - X_1(I_2 + I_2') \\ V_{1F} &= E_1 - X_1(I_0 + I_0') - (Z_{1A} + X_0 + pZ_1)(I_1 + I_1') - X_2(I_2 + I_2') \\ V_{2F} &= -X_2(I_0 + I_0') - X_1(I_1 + I_1') - (Z_{2A} + X_0 + pZ_2)(I_2 + I_2') \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.9)$$

$$\left. \begin{aligned} V_{0F} &= -\{ Z_{0B} + (1-p) Z_0 \} (I_0'' - I_0) \\ V_{1F} &= E_1 - \{ Z_{1B} + (1-p) Z_1 \} (I_1'' - I_1) \\ V_{2F} &= -\{ Z_{2B} + (1-p) Z_2 \} (I_2'' - I_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.10)$$

(3.9)(3.10) 式に故障条件の式を連立させると V_{0F} , V_{1F} , V_{2F} , $I_1 + I_1'$, $I_2 + I_2'$, $I_0 + I_0'$, $I_0'' - I_0$, $I_1'' - I_1$, $I_2'' - I_2$ は求まる。例えば

○ 三線地絡の場合

$$V_{aF} = V_{bF} = V_{cF} = 0 \quad \text{故に} \quad V_{0F} = V_{aF}, \quad V_{1F} = V_{2F} = 0$$

○ 二線短絡 (b - c 相) の場合

$$V_{bF} = V_{cF} \quad \text{故に} \quad V_{1F} = V_{2F}$$

$$I_b = I_c \quad \text{故に} \quad I_1 + I_1' = I_2 + I_2'$$

$$\text{又 } a \text{ 相の故障電流} = 0 \text{ より} \quad I_0 + I_0' + I_1 + I_1' + I_2 + I_2' = 0$$

を用いればよい。

次に継電器の見るインピーダンスを求めるに R_m , R_n 点の電圧電流を求める。

R_n 点においては

$$\left. \begin{aligned} V_{0Rn} &= V_{0F} + p Z_0 (I_0 + I'_0) \\ V_{1Rn} &= V_{1F} + p Z_1 (I_1 + I'_1) \\ V_{2Rn} &= V_{2F} + p Z_2 (I_2 + I'_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.11)$$

R_m 点においては

$$\left. \begin{aligned} V_{0Rm} &= V_{0Rn} + X_0 (I_0 + I'_0) + X_2 (I_1 + I'_1) + X_1 (I_2 + I'_2) \\ V_{1Rm} &= V_{1Rn} + X_1 (I_0 + I'_0) + X_0 (I_1 + I'_1) + X_2 (I_2 + I'_2) \\ V_{2Rm} &= V_{2Rn} + X_2 (I_0 + I'_0) + X_1 (I_1 + I'_1) + X_0 (I_2 + I'_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.12)$$

一方継電器の見るインピーダンスは次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} b-c \text{ 相短絡継電器} \quad Z_{b-c} &= \frac{V_b - V_c}{I_b - I_c} \\ c-a \text{ 相} \quad " \quad Z_{c-a} &= \frac{V_c - V_a}{I_c - I_a} \\ a-b \text{ 相} \quad " \quad Z_{a-b} &= \frac{V_a - V_b}{I_a - I_b} \\ a \text{ 相地絡継電器} \quad Z_a &= \frac{V_a}{I_a + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \\ b \text{ 相} \quad " \quad Z_b &= \frac{V_b}{I_b + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \\ c \text{ 相} \quad " \quad Z_c &= \frac{V_c}{I_c + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.13)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_a &= \frac{V_a}{I_a + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \\ Z_b &= \frac{V_b}{I_b + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \\ Z_c &= \frac{V_c}{I_c + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.14)$$

今 (3.11), (3.12) 式を各相電圧で表わすと次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} V_{aRn} &= V_{aF} + p \left\{ Z_0 (I_0 + I'_0) + Z_1 (I_1 + I'_1) + Z_2 (I_2 + I'_2) \right\} \\ V_{bRn} &= V_{bF} + p \left\{ Z_0 (I_0 + I'_0) + a^2 Z_1 (I_1 + I'_1) + a Z_2 (I_2 + I'_2) \right\} \\ V_{cRn} &= V_{cF} + p \left\{ Z_0 (I_0 + I'_0) + a Z_1 (I_1 + I'_1) + a^2 Z_2 (I_2 + I'_2) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.15)$$

$$\left. \begin{aligned}
 V_{aRn} &= V_{aRn} + (\chi_0 + \chi_1 + \chi_2) \{ (I_0 + I'_0) + (I_1 + I'_1) + (I_2 + I'_2) \} \\
 &= V_{aRn} + \chi_a I_a \\
 V_{bRn} &= V_{bRn} + \chi_b I_b \\
 V_{cRn} &= V_{cRn} + \chi_c I_c
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.16)$$

ただし V_{aF} , V_{bF} , V_{cF} は故障点における a 相, b 相, c 相の電圧である。これより (3.13), (3.14) 式に代入してインピーダンスは求まる。

即ち R_n 点の継電器の見るインピーダンスは $Z_1 = Z_2$ とおいて

$$\left. \begin{aligned}
 Z_{b-cRn} &= \frac{V_{bRn} - V_{cRn}}{I_{bRn} - I_{cRn}} = \rho Z_1 + \frac{V_{bF} - V_{cF}}{I_b - I_c} \\
 Z_{c-aRn} &= \rho Z_1 + \frac{V_{cF} - V_{aF}}{I_c - I_a} \\
 Z_{a-bRn} &= \rho Z_1 + \frac{V_{aF} - V_{bF}}{I_a - I_b}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.17)$$

$$\left. \begin{aligned}
 Z_{aRn} &= \rho Z_1 + \frac{V_{aF}}{I_a + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \\
 Z_{bRn} &= \rho Z_1 + \frac{V_{bF}}{I_b + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \\
 Z_{cRn} &= \rho Z_1 + \frac{V_{cF}}{I_c + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.18)$$

これよりインピーダンスは故障点の電圧及び継電器電流を求めることにより得られる。次に R_n 点の継電器の見るインピーダンスを求めると次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned}
 Z_{b-cRn} &= \frac{V_{bRn} - V_{cRn}}{I_{bRn} - I_{cRn}} = \frac{V_{bRn} + \chi_b I_{bRn} - (V_{cRn} + \chi_c I_{cRn})}{I_{bRn} - I_{cRn}} \\
 &= Z_{b-cRn} + \frac{\chi_b I_{bRn} - \chi_c I_{cRn}}{I_{bRn} - I_{cRn}} \\
 Z_{c-aRn} &= Z_{c-aRn} + \frac{\chi_c I_{cRn} - \chi_a I_{aRn}}{I_{cRn} - I_{aRn}} \\
 Z_{a-bRn} &= Z_{a-bRn} + \frac{\chi_a I_{aRn} - \chi_b I_{bRn}}{I_{aRn} - I_{bRn}}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.19)$$

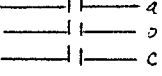
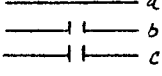
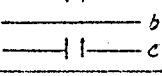
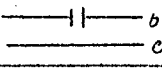
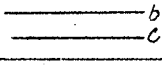
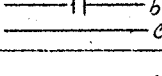
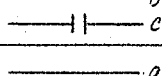
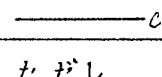
$$\left. \begin{aligned}
 Z_{aRm} &= Z_{aRn} + \chi_a \frac{I_{aRm}}{I_{aRm} + \frac{Z_c - Z_1}{Z_1} I_{bRm}} \\
 Z_{bRm} &= Z_{bRn} + \chi_b \frac{I_{bRm}}{I_{bRm} + \frac{Z_c - Z_1}{Z_1} I_{aRm}} \\
 Z_{cRm} &= Z_{cRn} + \chi_c \frac{I_{cRm}}{I_{cRm} + \frac{Z_c - Z_1}{Z_1} I_{bRm}}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.20)$$

第 3.1 表

case	コンデンサキップ状況	Z_{b-c}	Z_{c-a}	Z_{a-b}
㊦		$pZ_1 + \chi_c' + K_1$	$pZ_1 + \chi_c' + K_2$	$pZ_1 + \chi_c' + K_3$
㊧		$pZ_1 + \chi_c' + K_1$	$pZ_1 + \frac{\chi_c'}{I_c - I_a} I_c + K_2$	$pZ_1 + \frac{-I_b}{I_a - I_b} \chi_c' + K_3$
㊨		$pZ_1 + \frac{-I_c}{I_b - I_c} \chi_c' + K_1$	$pZ_1 + \chi_c' + K_2$	$pZ_1 + \frac{I_a}{I_a - I_b} \chi_c' + K_3$
㊩		$pZ_1 + \frac{I_b}{I_b - I_c} \chi_c' + K_1$	$pZ_1 + \frac{-I_a}{I_c - I_a} \chi_c' + K_2$	$pZ_1 + \chi_c' + K_3$
㊪		$pZ_1 + K_1$	$pZ_1 + \frac{-I_a}{I_c - I_a} \chi_c' + K_2$	$pZ_1 + \frac{+I_a}{I_a - I_b} \chi_c' + K_3$
㊫		$pZ_1 + \frac{I_b}{I_b - I_c} \chi_c' + K_1$	$pZ_1 + K_2$	$pZ_1 + \frac{-I_b}{I_a - I_b} \chi_c' + K_3$
㊬		$pZ_1 + \frac{-I_c}{I_b - I_c} \chi_c' + K_1$	$pZ_1 + \frac{I_c}{I_c - I_a} \chi_c' + K_2$	$pZ_1 + K_3$
㊭		pZ_1	$pZ_1 + K_2$	$pZ_1 + K_3$

$$\text{又} \quad K_1 = \frac{V_{bF} - V_{cF}}{I_b - I_c} \quad K_2 = \frac{V_{cF} - V_{aF}}{I_c - I_a} \quad K_3 = \frac{V_{aF} - V_{bF}}{I_a - I_b} \quad \chi_c' = I_a = I_b = I_c$$

第 3. 2 表

Case	インデンサギヤツ状況	Z_a	Z_b	Z_c
①		$pZ_1 + \frac{I_a}{I_a R_y} \chi_c' + K_4$	$pZ_1 + \frac{I_b}{I_b R_y} \chi_c' + K_5$	$pZ_1 + \frac{I_c}{I_c R_y} \chi_c' + K_6$
②		$pZ_1 + K_4$	$pZ_1 + \frac{I_b}{I_b R_y} \chi_c' + K_5$	$pZ_1 + \frac{I_c}{I_c R_y} \chi_c' + K_6$
③		$pZ_1 + \frac{I_a}{I_a R_y} \chi_c' + K_4$	$pZ_1 + K_5$	$pZ_1 + \frac{I_c}{I_c R_y} \chi_c' + K_6$
④		$pZ_1 + \frac{I_a}{I_a R_y} \chi_c' + K_4$	$pZ_1 + \frac{I_b}{I_b R_y} \chi_c' + K_5$	$pZ_1 + K_6$
⑤		$pZ_1 + \frac{I_a}{I_a R_y} \chi_c' + K_4$	$pZ_1 + K_5$	$pZ_1 + K_6$
⑥		$pZ_1 + K_4$	$pZ_1 + \frac{I_b}{I_b R_y} \chi_c' + K_5$	$pZ_1 + K_6$
⑦		$pZ_1 + K_4$	$pZ_1 + K_5$	$pZ_1 + \frac{I_c}{I_c R_y} \chi_c' + K_6$
⑧		$pZ_1 + K_4$	$pZ_1 + K_5$	$pZ_1 + K_6$

ただし

$$I_a R_y = I_a + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0 \quad K_4 = \frac{V_{aF}}{I_a R_y}$$

$$I_b R_y = I_b + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0 \quad K_5 = \frac{V_{bF}}{I_b R_y}$$

$$I_c R_y = I_c + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0 \quad K_6 = \frac{V_{cF}}{I_c R_y}$$

上式より故障時の直列コンデンサ保護間隙の放電状況により差が出る。第3.1表 第3.2表にその値を示す。

ii) 故障相継電器の見るインピーダンス

a) 三相地絡故障

故障条件として $V_{aF} = V_{bF} = V_{cF} = 0$ 故に (3.19) (3.20) 式より

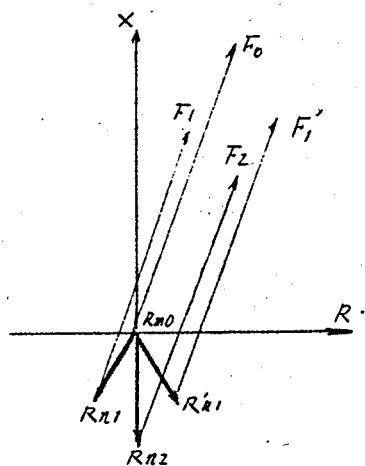
R_n 点における継電器では第3.1. 第3.2表で $K_1=K_2=K_3=K_4=K_5=K_6=0$ となり、直列コンデンサの放電間隙の放電により左右される。

短絡継電器では二相の直列コンデンサが短絡された時は、例えば $b-c$ 相とすると pZ_1 、即ち R_n 点の継電器と同じインピーダンスを見るが、若し二相共に放電しない場合は $pZ_1 + \chi_c'$ 即ち直列コンデンサリアクタンスだけ加わったものとなる。又二相のうち一相のみ放電した場合は第3.1表の如く $\frac{I_b}{I_b - I_c} \chi_c'$ か $\frac{-I_c}{I_b - I_c} \chi_c'$ の値を pZ_1 に加えたものとなる。

今線路が三相平衡しているものとすればこの係数は次の如くなる。

$$\frac{I_b}{I_b - I_c} = \frac{1}{\sqrt{3}} \varepsilon^{j30^\circ}$$

$$\frac{-I_c}{I_b - I_c} = \frac{1}{\sqrt{3}} \varepsilon^{-j30^\circ}$$



第3.11図

したがって第3.11図に示す如く、直列コンデンサが全部短絡すれば $R_{n0} - F_0$ 、進み相が短絡すれば $R_{n0} - R_{n1} - F_1'$ 、遅れ相が短絡すれば $R_{n0} - R_{n1} - F_1$ 、何れの相も短絡しない場合は $R_{n0} - R_{n2} - F_2$ となる。

ここで $\overrightarrow{R_{n0} F_{n2}} = \chi_c'$ 、 $\overrightarrow{R_{n0} F_0} = \overrightarrow{R_{n1} F_1}$
 $= \overrightarrow{R_{n1} F_1'} = \overrightarrow{R_{n2} F_2} = pZ_1$ である。

しかし実際には過渡現象による影響もあり、かつ線路定数の急変による電流値の変化により上記の各係数は第3.11図の如くならず、何れも χ_c' との位相のずれは小さくなり、進み相のコンデンサ短絡の時は距離の短い点の故障の如く見え、遅れ相の時は抵抗分が増加した如く見る。

又地絡継電器の時は継電器の入っている相のみのコンデンサの状

態によって左右される。即ちコンデンサが短絡されると pZ_1 のインピーダンスを短絡されない時は pZ_1 に $\frac{I_a}{I_a + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \chi'_c$ が付加される。しかし、この $\frac{Z_0 - Z_1}{Z_1}$ は 2.0 位であり、 I_0 は直列コンデンサの不均衡によるもので、余り大きくないからインピーダンスとしては $pZ_1 + \chi'_c$ となると考えて十分である。

b) 二線短絡故障

今二線短絡を b - c 相とすると、故障条件式は $V_{bF} - V_{cF}$ となり、短絡继电器は R_n 点については (3.19) 式より

$$Z_b - CR_n = pZ_1$$

となり故障点までの正相インピーダンスを与える。

R_m 点について Z_{b-cR_m} は第 3.1 表より $K_1 = 0$ として

$$b\ c \text{ 二相のコンデンサ放電} \cdots \cdots \cdots pZ_1$$

$$b \text{ 相のみ放電} \cdots \cdots \cdots pZ_1 + \frac{-I_c}{I_b - I_c} \chi'_c$$

$$c \text{ 相のみ放電} \cdots \cdots \cdots pZ_1 + \frac{I_b}{I_b - I_c} \chi'_c$$

$$b\ c \text{ 相共に非放電} \cdots \cdots \cdots pZ_1 + \chi'_c$$

この場合 I_b, I_c に含まれる負荷電流が小さいとして $I_b = -I_c$ とすると

$$\frac{I_b}{I_b - I_c} = \frac{-I_c}{I_b - I_c} = \frac{1}{2}$$

故に第 3.12 図の如くなる。即ち

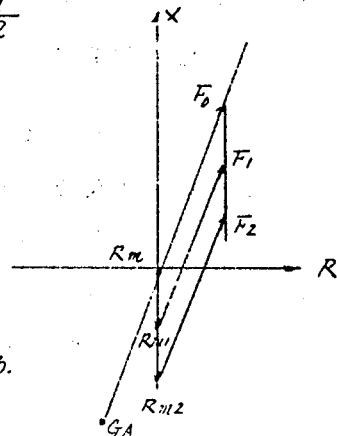
$$b\ c \text{ 相放電時} \quad \overrightarrow{R_n F_0}$$

$$b \text{ 又は } c \text{ 相放電時} \quad \overrightarrow{R_n R_{m1} F_1}$$

$$b\ c \text{ 相非放電時} \quad \overrightarrow{R_n R_{m2} F_2}$$

となる。ただし $R_{n1} R_{m2} = \chi'_c$

$$\overrightarrow{R_n F_0} = \overrightarrow{R_{n1} F_1} = \overrightarrow{R_{m2} F_2} = pZ_1 \text{ である。}$$



第 3.12 図

c) 二線地絡故障

b - c 相二線地絡を考えると、故障条件式は $V_{bf} = V_{cf} = 0$

これより Z_{b-crn} , Z_{brn} , Z_{crn} は (3.19)(3.20) 式より, pZ_1 となり, m 点の継電器は保護間隙の放電状況により変る。即ち短絡継電器には

$$b\ c\ \text{相共に放電時} \quad Z_{b-crm} = pZ_1$$

$$b\ \text{相放電時} \quad Z_{b-crm} = pZ_1 + \frac{-I_c}{I_b - I_c} \chi'_c$$

$$c\ \text{相放電時} \quad Z_{b-crm} = pZ_1 + \frac{I_b}{I_b - I_c} \chi'_c$$

$$b\ c\ \text{相非放電時} \quad Z_{b-crm} = pZ_1 + \chi'_c$$

を見ることになる。ここで係数 $\frac{I_b}{I_b - I_c}$, $\frac{-I_c}{I_b - I_c}$ について考えると $I_b - I_c$ には零相電流は入らないが、 I_b , $-I_c$ には零相分が入ることになる。したがって零相分電流と正相分電流の比によってこの係数は異なつて来る。

次に R_m 点における地絡継電器について考えると、第 3.2 表より

$$b\ \text{相非放電時} \quad Z_{bRm} = pZ_1 + \frac{I_b}{I_{bRy}} \chi'_c$$

$$c\ \text{相非放電時} \quad Z_{cRm} = pZ_1 + \frac{I_c}{I_{cRy}} \chi'_c$$

となり pZ_1 に加わるインピーダンスは正相分電流と零相分電流の割合によって変つて来る。

d) 一線地絡故障

この場合も同様にして a 相接地と考えると $V_{af} = 0$ であり、地絡継電器のみで R_n 点の継電器は (3.20) 式より

$$Z_{aRn} = pZ_1$$

即ち故障点までの正相インピーダンスを測定する。

R_n 点の継電器は放電間隙の放電状況により次の 2 つとなる。

放電時 $Z_{arm} = \beta Z_1$

非放電時 $Z_{arm} = \rho Z_1 + \frac{I_a}{I_{ary}} x' c$

非放電の場合の係数 $\frac{I_a}{I_{ary}}$ は I_a と I_0 の比により定まる。

iii) 故障相以外の継電器の見るインピーダンス、

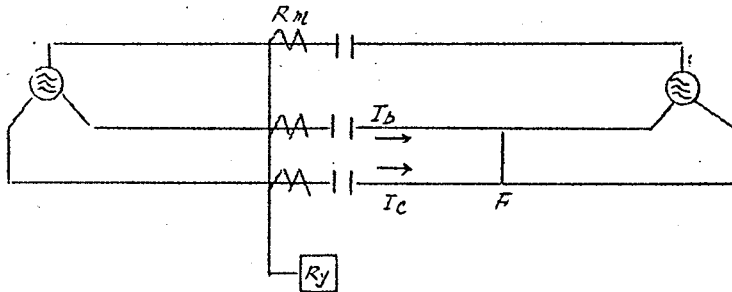
ここでは次の4つの場合について解析する

- a) $b-c$ 相短絡故障時の $c-a$ 相及び $a-b$ 相短絡継電器
 b) $b-c$ 相短絡故障時 b 相及び c 相地絡継電器
 c) a 相地絡故障時の $a-b$ 相及び $c-a$ 相短絡継電器
 d) a 相地絡故障時の b 相及び c 相地絡継電器

この他 $a-b$ 相及び $c-a$ 相短絡継電器についても検討する必要があるが、 Δ 電圧、 Δ 電流を用いる本解析では、 $b-c$ 相継電器の見るインピーダンスと大した差異はないので省略する。

- a) b - c 相短絡故障時の a - b 相, c - a 相短絡継電器

第3. 13図のF点において故障発生したとする。



第 3.13 图

第3.1表、第3.2表から各相インデンサの状況によりインピーダンスは求まるが、ベクトル点に求めて見る。ここで次の仮定を設ける。即ち負荷電流は故障電流にくらべて小さく無視できるとする。a相短絡継電器は $\frac{V_{ab}}{I_a - I_b}$ で動作するが $I_a \cong 0$ ぞ $\frac{V_{ab}}{-I_b} = \frac{V_{ab}}{I_b}$ となる。第3.14図において原点から F_0, F_1, F_2 に引いたベクトルはリレー点 R_M から見たインピーダンスであるが、継電器背後

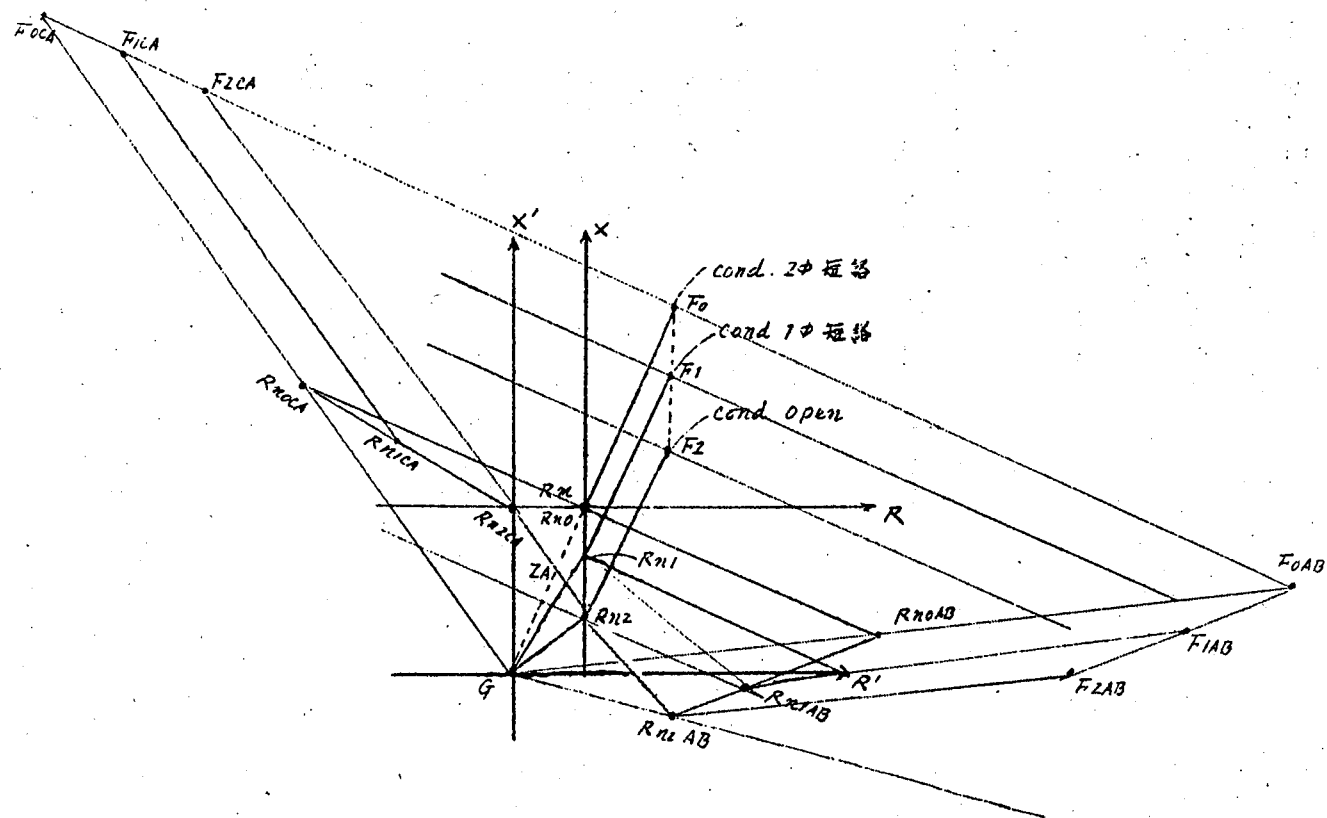


图 3.14

の発電機内部誘起電圧の点の bC 相短絡リレーから見たインピーダンスは R_m - G 間の正相インピーダンス Z_A を R_m 点より加えた G 点を原点とする R' - X' 座標上の点と考えればよいことになる。 G 点においては 3 相電圧は平衡しているから、この点にある a 相短絡リレーから見た故障時のインピーダンスは

$$\frac{V_{ba}}{I_b} = \frac{V_{bc} \varepsilon^{-j60^\circ}}{(I_b - I_c) \frac{1}{2}} = 2Z_{bc} \varepsilon^{-j60^\circ} \quad (3.21)$$

ということになり、 Z_{ab} は Z_{bc} と 60° の角度をもち、2 倍のインピーダンスに見えることとなる。即ち、 F_0, F_1, F_2 の点と G を結んだ直線 F_0G, F_1G, F_2G は G 点の bC 相短絡継電器から F 点の故障を眺めたインピーダンスであり、 G 点の AB 相短絡リレーの見るインピーダンスは $2\varepsilon^{j60^\circ} = (1-j\sqrt{3})$ 倍した直線 $GF_{0AB}, GF_{1AB}, GF_{2AB}$ の点に見えることになる。もし故障点 F が $F-R_m$ 間を移動したと考えても電圧が 3 相バランスしている G 点からは前と同じような考え方が出来るから コンデンサの線路側の点 R_m の故障を G 点の短絡リレーが眺めるインピーダンスを求める場合、故障相では R_m より X 軸上に、コンデンサリアクタンスだけが加えた R_{m0} (2 相放電)、 R_{m1} (1 相放電)、 R_{m2} (2 相 open) 点と G のベクトル $GR_{m0}, G-R_{m1}, G-R_{m2}$ とはり a 相ではこれらの直線を元にして、同様の操作により求めた $GR_{m0AB}, GR_{m1AB}, GR_{m2AB}$ の直線が求まることになる。かくすれば

$$(\triangle GR_m R_{m1} \text{ と } \triangle GR_{m0AB} R_{m1AB})$$

$$(\triangle GR_m R_{m2} \text{ と } \triangle GR_{m0AB} R_{m2AB})$$

$$(\triangle GF_0 F_1 \text{ と } \triangle GF_{0AB} F_{1AB})$$

$$(\triangle GF_1 F_2 \text{ と } \triangle GF_{0AB} F_{2AB})$$

の相似性により直線 $R_{m1AB} F_{0AB}, R_{m2AB} F_{1AB}, R_{m2AB} F_{2AB}$ は平行になり、 R_m 点間の任意の点で故障し、 bC 相コンデンサの放電状況からいろいろ変化した場合の R_m 点の a 相短絡リレーから見た

れインピーダンスは $R_{noAB} - F_{oAB}$, $R_{n1AB} - F_{1AB}$, $R_{n2AB} - F_{2AB}$ の3直線上のそれに対応した点と R_m 点を結んだベクトルで表わされることがわかる。

Ca相リレーについては、このリレーの見るインピーダンスは電圧の3相平衡している内部のものについて考えれば誘起電圧点Gから見れば

$$Z_{ca} = \frac{V_{ca}}{I_c - I_a} \simeq \frac{V_{ca}}{+I_c} = \frac{V_{ac}}{-I_c} \simeq \frac{V_{bc} e^{+j60^\circ}}{(I_b - I_c) \frac{1}{2}}$$

$$Z_{ca} - G = 2Z_{bc} - G e^{j60^\circ} = Z_{bc} - G(1 + j\sqrt{3}) \quad (3.22)$$

ということにはるので、a相短絡リレーとは逆方向に $G F_0, G F_1, G F_2$ に 60° の線を引いて2倍のインピーダンス $F_{0ca}, F_{1ca}, F_{2ca}$ を求めることができる。

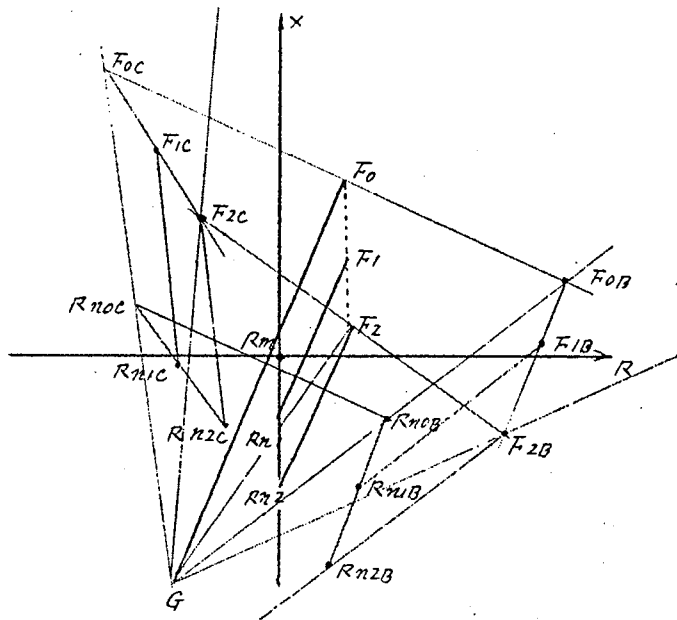
又 R_n 点に故障があつた時も同様 $R_{noCA1}, R_{n1CA1}, R_{nCA}$ が求められるから、これらの直線から R_m 点のCa相短絡リレーの見るインピーダンスはR-X座標原点 R_m 点から故障点及びコンデンサ放電状態に相当したこれらの直線上の点に引いたインピーダンスベクトルとして表わされることがわかる。

- b) b-C相短絡故障時の地絡距離継電器の眺めるインピーダンス故障相をbc相短絡故障とし、b相及びc相地絡インピーダンスリレーの見るインピーダンスを考察する。

この場合も先ずbc相短絡リレーの眺めるインピーダンスを元として第3.15図にR-X座標により故障点インピーダンス F_0, F_1, F_2 原点 R_m, R_n 点故障時のインピーダンス R_{n1}, R_{n2} 及び背後内部誘起電圧点Gを挿くこととする。

b相地絡リレーの眺めるインピーダンス Z_b は

$$Z_b = \frac{V_b}{I_b + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \quad \text{であるが、この場合の故障は2線}$$



第 3.15 図

短絡であるので故障による I_0 はなく、 I_0 としては、直列コンデンサ不平衡放電により負荷電流として生ずる零相電流だけで無視し得るから $Z_b \simeq \frac{V_b}{I_b}$ となる。G 点における bc 相短絡リレーの見るインピーダンスから b 相地絡リレーの見るインピーダンスを対比すると

$$Z_b \simeq \frac{V_b}{I_b} = \frac{V_{bc} \frac{1}{\sqrt{3}} \varepsilon^{-j30^\circ}}{(I_b - I_c) \frac{1}{\sqrt{3}}} = Z_{bc} \frac{2}{\sqrt{3}} \varepsilon^{-j30^\circ} \quad (3.23)$$

と云うことになり、 Z_b は Z_{bc} より 30° 遅れ $\frac{2}{\sqrt{3}}$ 倍したものである。即ち、この関係から bc 相短絡継電器が故障インピーダンスを GF_0 , GF_1 , GF_2 と見た場合に b 相地絡継電器が見るインピーダンスは作図により簡単に GF_{0B} , GF_{1B} , GF_{2B} のベクトルが描ける。又 R_m 点に故障があつた場合、G 点の bc 相短絡リレーから眺めるインピーダンスは GR_m , GR_{n1} , GR_{n2} であつて、これから G 点

の b 相地絡リレーの眺めるインピーダンスも同様の手法により GR_{n0B} , GR_{n1B} , GR_{n2B} として求めることができる。かくすれば $R_{n0B}F_{0B}$, $R_{n1B}F_{1B}$, $R_{n2B}F_{2B}$ の直線は平行となり $F_{0B}F_{2B}$ と $R_{n0B}R_{n2B}$ も平行となる。

かくすれば R_m 点における b 相地絡継電器が線路上の任意の点の故障時に眺めるインピーダンスは $R-x$ 座標によつて原点からその故障点及びコンデンサギャップ放電状況により定まる点に引いたベクトルとして求めることができる。

C 相地絡リレーの眺めるインピーダンスは G 点においては

$$\begin{aligned} Z_c &= \frac{V_c}{I_c + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} \simeq \frac{V_c}{I_c} \\ &= \frac{V_{bc} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \varepsilon^{-j(\pi-30^\circ)}}{(I_b - I_c) \left(-\frac{1}{2}\right)} \\ &= Z_{bc} \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \varepsilon^{j30^\circ} \quad \dots\dots\dots (3.24) \end{aligned}$$

と云うことにはり G 点から B 相とは逆方向に 30° の方向に見えることとなる。前と同様に F_0, F_1, F_2 に対して F_{0c}, F_{1c}, F_{2c} が求まり、 R_m, R_{n1}, R_{n2} に対して $R_{n0c}, R_{n1c}, R_{n2c}$ が求められる。 $F_{0c}R_{n0c}, F_{1c}R_{n1c}, F_{2c}R_{n2c}$ が平行 $F_{0c}F_{2c}$ と $R_{n0c}R_{n2c}$ が平行なることも b 相の場合と同様である。

c) a 相地絡時に短絡継電器の眺めるインピーダンス

a, b 相及び C, a 相短絡継電器動作を解析する。この場合も a 相地絡継電器の眺めるインピーダンスを元として考察するため、 a 相コンデンサが短絡した場合及びしない場合の R_m リレーから見たインピーダンスを描き見 R_m-G の正相インピーダンス Z_A を描いて、第 3.16 図 $R-x$ 図に G, R_m, R_{n1}, F_0, F_1 を描く。

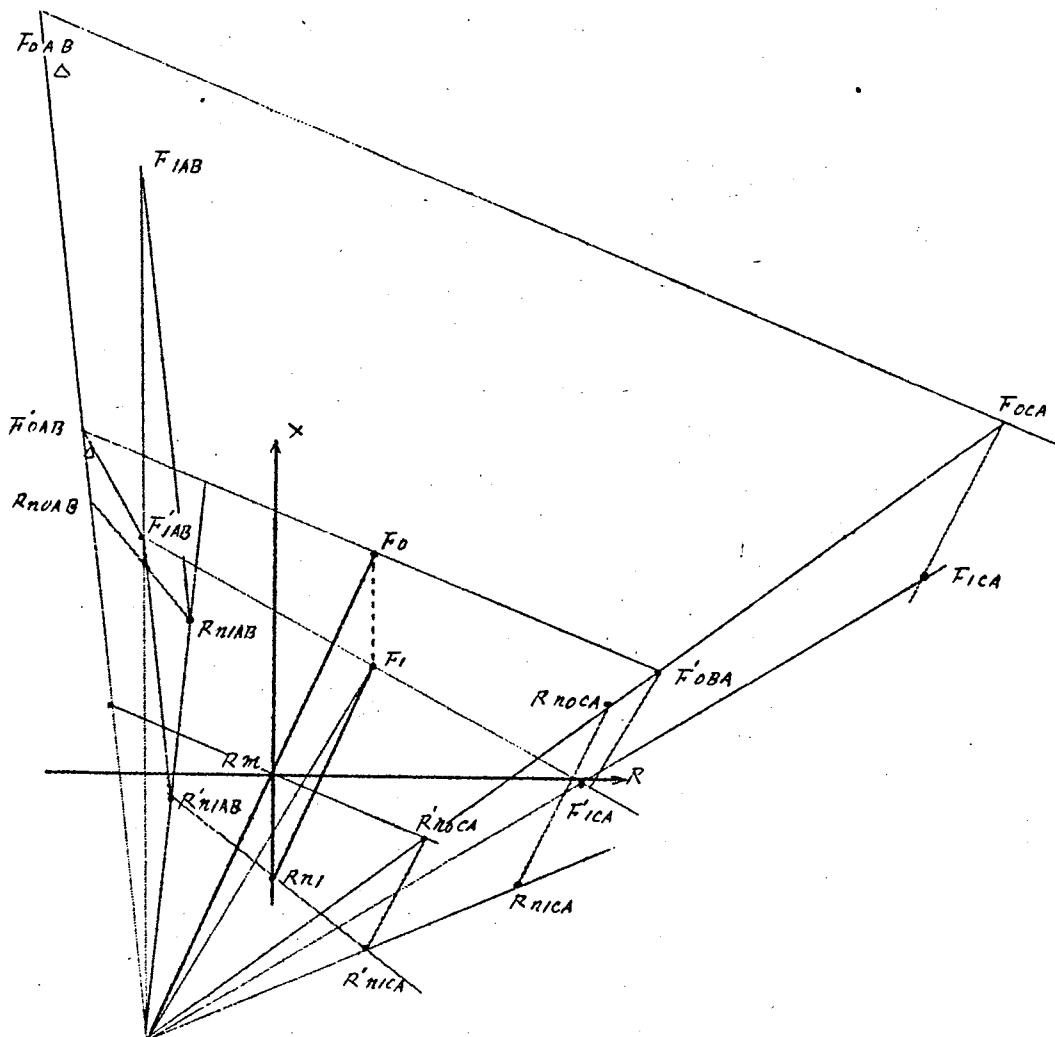
この場合もコンデンサ不平衡放電による零相電流は故障電流に

比し無視し得るとすれば

$$Z_a = \frac{V_a}{I_a + \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_0} = \frac{V_a}{I_a + \frac{L}{3} \frac{Z_0 - Z_1}{Z_1} I_b}$$

$$= \frac{V_a}{I_a} \cdot \frac{3 Z_1}{2 Z_1 + Z_0} \quad \dots \dots \dots (3.25)$$

とある。



第 3.16 図

G点におけるa相短絡リレーの見合インピーダンス Z_{ab} は

$$\begin{aligned}
 Z_{ab} - G &= \frac{V_{ab}}{I_a - I_b} \simeq \frac{\sqrt{3} V_a \varepsilon^{j30^\circ}}{I_a} \\
 &= Z_a \frac{2Z_1 + Z_0}{3Z_1} \cdot \sqrt{3} \varepsilon^{j30^\circ} \\
 &= Z_a \left(\frac{2}{\sqrt{3}} - \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{Z_0}{Z_1} \right) \varepsilon^{j30^\circ} \\
 &= Z_a \frac{2}{\sqrt{3}} \varepsilon^{j30^\circ} + Z_a \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Z_0}{Z_1} \varepsilon^{j30^\circ} \dots\dots\dots (3.26)
 \end{aligned}$$

となる。 Z_0/Z_1 は通常虚数部系の小さは複素数であるので GF_0 , GF_1 の Z_a を元として、 $Z_{ab} - G$ を描くことができる。即ち F_0GF_{OAB} , F_1GF_{IAB} を $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の三角形とすれば GF_{IAB} が $Z_b \frac{2}{\sqrt{3}} \varepsilon^{j30^\circ}$ に相当する。従つて $Z_{ab} - G$ はこれにこの直線の方
向に $Z_a \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Z_0}{Z_1} \varepsilon^{j30^\circ} \simeq \sqrt{3} Z_a$ を加えた F_{OAB} , F_{IAB} と G とを結んだ
ベクトルとなる。

Rn点故障時にG点のa相短絡リレーから見たインピーダンスも同様に R_{nOAB} , R_{nIAB} として求めることができる。今同図において、 $\triangle GR_m R_{nI}$, $\triangle GR'_{nOAB} R'_{nIAB}$, $\triangle GR_{nOAB} R_{nIAB}$ は相似形であるので

$$\angle GR_{nOAB} R_{nIAB} = \angle GR_m R_{nI}$$

$$\left| \overline{R_{nOAB} R_{nIAB}} \right| = \left| \left(\frac{2}{\sqrt{3}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Z_0}{Z_1} \right) \varepsilon^{j30^\circ} \right| \overline{R_{nI} R_m G} \dots\dots\dots (3.27)$$

であり、又 $\triangle GF_0 F_1$ と $\triangle GF'_{OAB} F'_{IAB}$ と $\triangle GF_{OAB} F_{IAB}$ は相似形であるので

$$\angle GF_{OAB} F_{IAB} = \angle GF_0 F_1$$

$$\text{又 } \left| \overline{F_{OAB} F_{IAB}} \right| = \left| \left(\frac{2}{\sqrt{3}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Z_0}{Z_1} \right) \varepsilon^{j30^\circ} \right| \overline{GF_0 F_1} \dots\dots\dots (3.28)$$

となり $\overline{R_m R_{nI}}$ と $\overline{F_0 F_1}$ とは相等しいから $F_{OAB} F_{IAB}$, $R_{nOAB} R_{nIAB}$ は平行四辺形となる。従つてa相短絡時に R_m 点のAB

相短絡リレーの見るインピーダンスはリレー、後方は GR_{NOAB} の線上、前方は a 相コンデンサギャップが放電すれば $R_{NOAB} F_{OAB}$ 線上、 a 相コンデンサが放電しなければ $R_{NAB} F_{IAB}$ 線上の点と原点とを結んだベクトルとして表わされることになる。

又 CA 相短絡継電器の見るインピーダンスは

$$\begin{aligned} Z_{CA} - G &= \frac{V_{CA}}{I_C - I_a} \approx \frac{V_{CA}}{-I_a} = \frac{\sqrt{3} V_a \varepsilon^{-j30^\circ}}{I_a} \\ &= Z_a \frac{2Z_1 + Z_0}{3Z_1} \sqrt{3} \varepsilon^{-j30^\circ} \\ &= Z_a \left(\frac{2}{\sqrt{3}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Z_0}{Z_1} \right) \varepsilon^{-j30^\circ} \quad \dots\dots\dots (7.29) \end{aligned}$$

となる。この場合は ab 相短絡リレーと異なる点は ε^{j30° と ε^{-j30° であるから GR_m 線に対して ab 相短絡リレーの場合とは反対の方向に同様の手続により F'_{OCA} , F'_{ICA} , F_{OCA} , F_{ICA} , R'_{NOCA} , R'_{NICA} , R_{NOCA} , R_{NICA} の点を取れば a 相ノ線地絡故障時に CA 相短絡リレーに見えるインピーダンスは直列コンデンサギャップが放電すれば $GR_{NOCA} F_{OCA}$ 上の点と R_m を結んだベクトルとして、直列コンデンサギャップが不放電ならば $GR_{NOCA} R_{NICA} F_{ICA}$ 上の点と R_m を結んだベクトルとして表わされることになる。

d) a 相地絡故障時に地絡継電器の眺めるインピーダンス

b 相及び c 相地絡継電器の眺めるインピーダンスを考察することにする。 a 相ノ線地絡故障時には、 b 相及び c 相線電流は殆んど流れないが零相電流は各相地絡継電器コイルに共通に流れるので、この二つの継電器の眺めるインピーダンスも問題となる。本節の a) b) c) の場合はいずれも零相電流には無関係であったので正相起電力点につけたリレーから眺めるインピーダンスを求め、座標変換することによつて、対象とした継電器の眺めるインピーダンスを求めたのであるが、今度の場合は誘起電力点を基準としては求められない。今直列コンデンサギャップが全部放電し

ていない場合は3相バランス回路であるので

$$I_b = I_c = \frac{E}{Z_1 + Z_2 + Z_0} (C_0 - C)$$

$$I_b R_y = I_c R_y = \frac{E}{Z_1 + Z_2 + Z_0} (C_0 \frac{Z_0'}{Z_1} - C) \quad (3.30)$$

$$Z_a = Z_1'$$

$$Z_b = Z_1' + \{(a - a^2) Z_2 + (1 - a^2) Z_0\}$$

$$\times \frac{1}{(C - C_0 \frac{Z_0'}{Z_1})}$$

$$= Z_1' + (a - a^2) \frac{Z_2}{C} \cdot \frac{1}{1 - \frac{C_0 Z_0'}{C Z_1'}}$$

$$= (1 - a^2) \frac{Z_0}{C_0} \cdot \frac{1}{\frac{C}{C_0} - \frac{Z_0'}{Z_1'}}$$

$$Z_c = Z_1' + \{(a^2 - a) Z_2 + (1 - a) Z_0\} \frac{1}{C - C_0 \frac{Z_0'}{Z_1'}}$$

$$= Z_1' + (a^2 - a) \frac{Z_2}{C} \cdot \frac{1}{1 - \frac{C_0 Z_0'}{C Z_1'}}$$

$$+ (1 - a) \frac{Z_0}{C_0} \cdot \frac{1}{(\frac{C}{C_0} - \frac{Z_0'}{Z_1'})} \quad (3.31)$$

ただし

E : 故障前の故障点電圧 (両端内部誘起電圧も同じ)

$Z_1 Z_2 Z_0$: 故障点から見た正相逆相零相インピーダンス

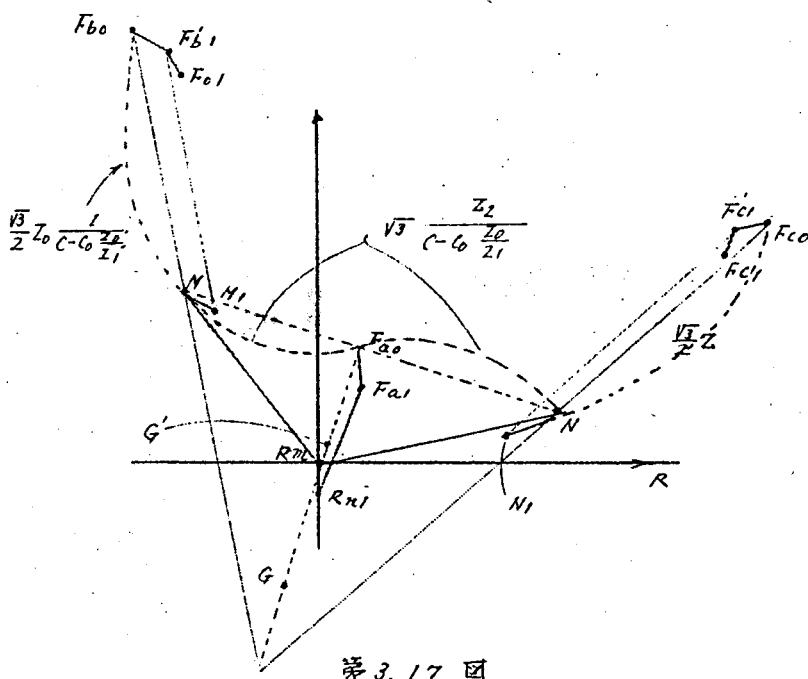
C : 正相及び逆相故障電流とリレー点正相及び逆相電流の比

C_0 : 零相故障電流とリレー点零相電流の比

Z_1', Z_0' : リレーから故障点迄の正相逆相インピーダンス

$\frac{Z_2}{C} \cdot \frac{Z_0}{C_0}$: 故障点からリレー側電源の逆相零相インピーダンス

今 Rm 点のリレーから眺める故障インピーダンスをコンデンサが全部短絡してゐるとして描けば第 3. 17 図 F_{a0} , F_{b0} , F_{c0} の如くなる。即ち $\pm(a-a^2) = \pm j\sqrt{3}$, $(1-a) = \frac{3}{\sqrt{2}} \varepsilon^{-j30^\circ}$, $(1-a^2) = \frac{3}{\sqrt{2}} \varepsilon^{+j30^\circ}$ なることに着目すれば b 相については $\overline{Rm F_{a0}}$ が Z_1 , $\overline{F_{a0} M}$ が $(a-a^2) \frac{Z_2}{C} \times \frac{1}{1 - \frac{C_0 Z_0'}{C Z_1}}$ であるが位相は Z_2 , 即ち Z_1' に対して 90° である。次, $\overline{M F_{b0}}$ は $(1-a^2) \frac{Z_0}{C_0} \cdot \frac{1}{\frac{C}{C_0} - \frac{Z_0'}{Z_1'}}$, Z_0 に対して 30° の角度であるが Z_0 は Z_1 のインピーダンス値と等しいから $F_{a0} Rm$ に



次にコンデンサが全相 *open* の場合には、*a* 相リレーの見るインピーダンスは $\overline{R_{m1} R_{n1}} \simeq \frac{3}{5} X_C$ とし、 $\overline{R_{n1} F_{a,1}} \leq R_{n1} F$ 間のイン

ピーダンスにとれば $\overline{R_m F_{a1}}$ として表わされる。次に b 相のリレーについて考えると $F_{a0} R_m$ 線上に G' 点を考え
$$F_{a0} G' = \frac{Z_1}{C} \frac{1}{1 - \frac{C_0 Z_0}{Z_1}}$$

とすれば $G'M$, $G'N$ は G' 点のリレーの見る Z_b , Z_c の (3.31) 式における前 2 項を考えたことになるから。この中に直列コンデンサが含まれていれば、そのコンデンサインピーダンスを $G'M$, $G'N$ から $\angle R_m F_{a0} F_{a1}$ の角度でわのおの $X_{c1} \frac{I_b}{I_{bR4}}$, $X_{c1} \frac{I_c}{I_{cR4}} = X_{c1} \frac{C_0 - C}{C_0 \frac{Z_0}{Z_1} - C}$

(X_c はコンデンサのみの正相インピーダンス) の長さだけ加えれば、よいことにより、これに第 3 項もやはり線路インピーダンスとコンデンサインピーダンスの和であり、そのベクトル方向としては通常 M, F_{b1} , N, F_{c1} の線路インピーダンスと $F_{b1}, F_{b1}, F_{c1}, F_{c1}$ のコンデンサ零相インピーダンスを *modify* したインピーダンスの和となるものである。しかし、コンデンサインピーダンスは
$$\frac{C_0 - C}{C_0 \frac{Z_0}{Z_1} - C}$$
 がかけられることになり、両側に耗電力及び接地のある通常の系統の略々中央で故障した場合には $C_0 \approx C$ となつて、この項は 0。すリレー背後のみに電源及び接地があれば $C_0 = C = 1$ で、やはり 0 と云うことになり、故障相 a 相コンデンサの放電、不放電は、 b 相 c 相リレーには影響せず、それぞれ $F_{b0} F_{c0}$ のインピーダンスに見ることとなる。即ち、これが影響するのは背後に電源がなく接地のみの場合、(X_c にかかると係数は略す) とか電源のみで接地がないと云うような (X_c にかかると係数 1) 特殊な場合に限られることになる。しかし接地距離継電器を用いる系統では、この継電器の動作をよくするために接地を取るものが通常であり、一般の系統では直列コンデンサを他相のリレーから眺めるときのインピーダンスは殆んど 0 となるようである。

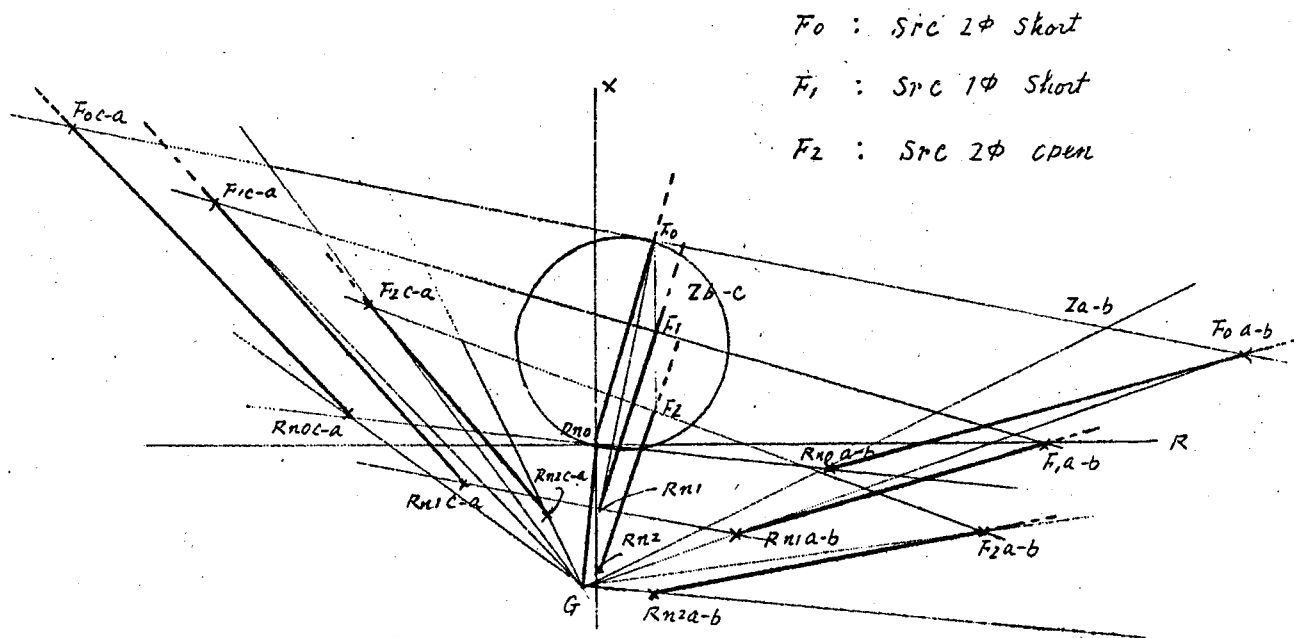
e) 他相故障による継電器動作の検討

a) - d) において、各種故障時に各種継電器の眺めるインピーダ

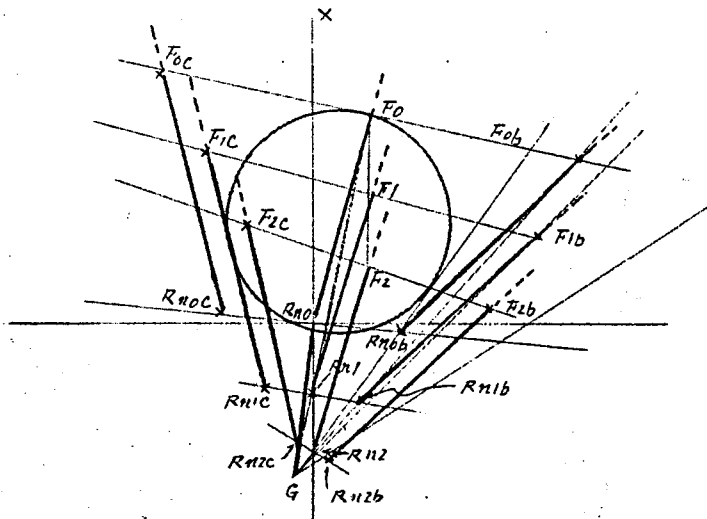
ンスを検討し第3.14~3.17図のリレーから眺めるインピーダンスを測定した。この場合、例えば3.14図は b 相故障時に a 相 c 相リレーの眺めるインピーダンスを描いたものであるが、これは同様にして c 相故障時、 a 相故障時に三つの短絡リレーの眺めるインピーダンスにもなる。従つてこのことは逆に例えば b 相リレーの整定円を b 相故障時に対応して描いておけば、このリレーが a 相及び c 相故障で如何に動作するかを見る図面ともなり得る。かくの如く第3.14~3.17図にリレー整定円を描いて他相故障で如何にリレーが動作するかを描いたのが3.18~3.21図である。

これによれば、2線短絡故障時の地絡インピーダンス継電器、1線地絡故障時の短絡インピーダンス継電器は直列コンデンサがない系統においても誤動作のおそれがあったが、直列コンデンサの挿入されている場合は更にこの危険が増大しているように思われる。

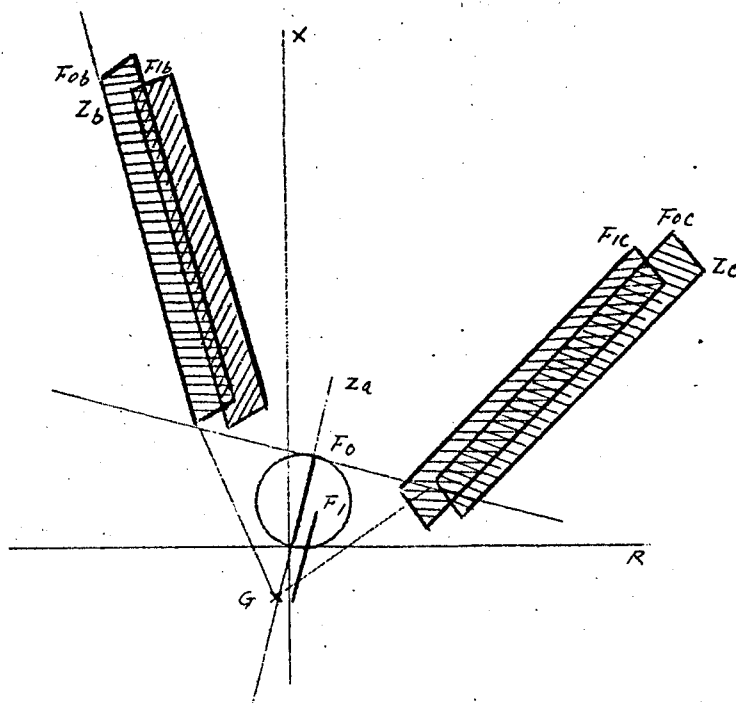
又、2線短絡故障時に他相の短絡継電器も、継電器背後のインピーダンスが小さくコンデンサリアクタンスが大で、しかもコンデンサギャップが不放電の時は誤動作の恐れがあるが、かかる系統ではコンデンサギャップが放電しやすい状態であるので、現実の問題としては表わされないのではないかと考える。



第3.18回 二相短絡故障時の各相短絡距離继电器の眺めるインピーダンス



第 3.19 図 二相短絡故障時の b 相及 c 相接地距離継電器の眺めるインピーダンス (b, c 相)



第 3.20 図 a 相接地故障時の各相接地距離継電器の眺めるインピーダンス

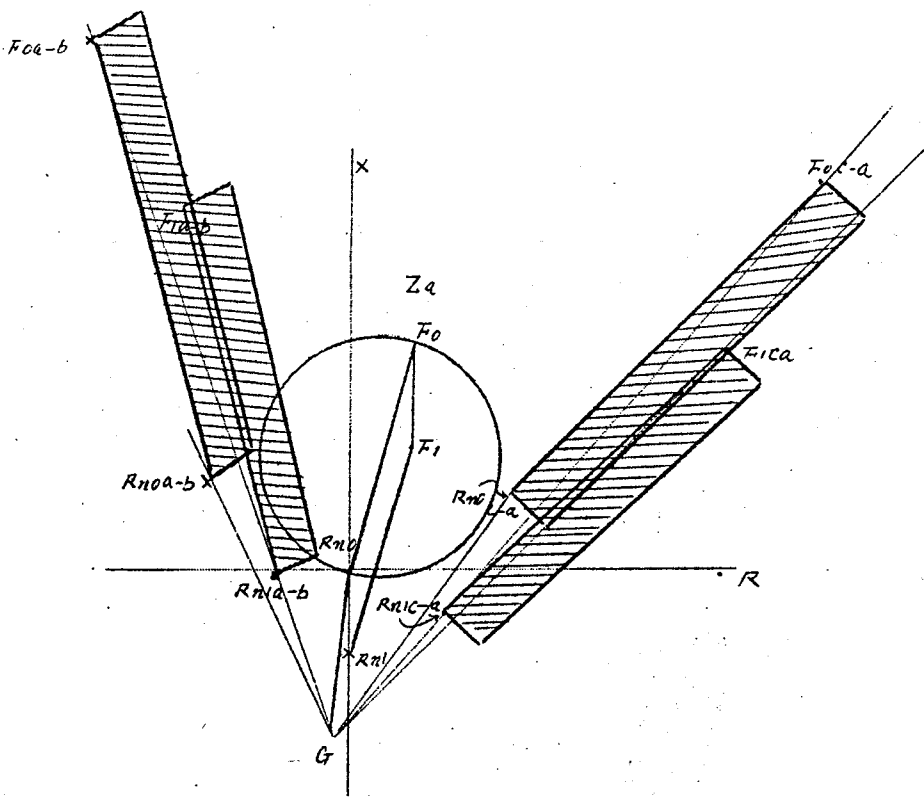


図 3.21 a 相接地故障時の a-b 相、C-a 相短絡距離継電器の眺めるインピーダンス

1.4 方向継電器への影響

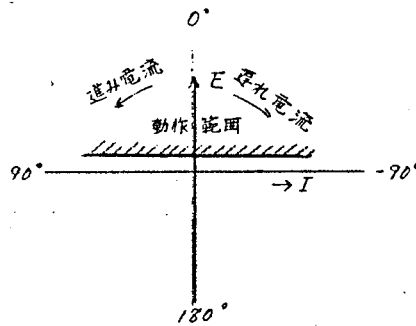
平衡方式或は方向距離方式に用いられる継電器は、電力継電器としての動作原理をもつから図 3.22 図の如く電圧電流がほぼ同相で最高感度を有するものであるが、これらの三相回路の短絡検出用としては接続は

a 相の継電器は a 相電流と a-c 線間電圧

b 相の継電器は b 相電流と b-a 線間電圧

c 相の継電器は c 相電流と c-b 線間電圧

を与える、いわゆる 30°進電流方式とされるのが一般である。



第 3.22 図

このように、電圧と電流によって方向を判定している以上、直列コンデンサ補償を行なった時にはその影響を受けることは十分に予測しうる。

方向継電器は、元来距離を測定する能力をもたないが、距離継電器との関連上、 $R-X$ 座標上でその特性を見る場合はインピーダンス角度によって動作不動作を判定すればよい。

第 3.7 図に示した線路 $A-B$ と直角の DeI なる直線は、この方向継電器の特性を示したものである。

直列コンデンサ補償時を考えてみると

α. 動作範囲にある正方向において過大な補償を行なった時には不動作。

β. 逆方向の故障で誤動作

する可能性がある。αは補償度が極端に大きくない限り、一応は防止し得るが、βは他相故障時の誤動作をも考えると、方向継電器そのものの誤動作防止の手段は見当らない。

1.5 位相比較継電器への影響

この方式は保護区間両端に出入りする電流の位相差を搬送波によって比較し、故障電流が両端から流入すれば区間内故障と判定するものである。故に直列コンデンサ補償が行なわれた場合故障点から

双方の電源を、それぞれ眺めて直列コンデンサを遠方側の故障電流が、並相電流にならない限り、位相比較継電器は誤動作することはない。

すなわち、理論上、直列コンデンサ補償系統に最も有利な方式と云える。

第2章 影響を受けない方式の考察

2.1 序 言

直列コンデンサ補償を行なった場合、現用の保護方式に与える影響について述べたが、この影響を受けない方式について考察してみると、

- a. 距離継電器よりも誤動作の可能性の少ない位相比較方式を用いる。
- b. 諸特性の距離継電器を用いて誤動作域をブラインドする方式を考える。
- c. 方向性を有する距離継電器に置きかえて方向継電器は使用しない。即ちモー形 オフセットモー形の使用。
- d. 継電器の動作前に直列コンデンサを短絡し誤動作の原因を除く。

等の方法が考えられる。

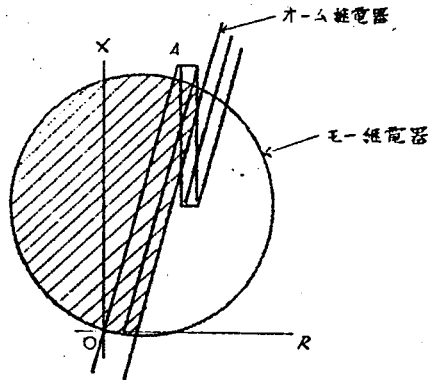
こゝぞ a) は理論的に良策であるが、既に他の方式が採用されているとすれば問題外である。c) はたとえ取換えても問題は残る。したがって b) d) の二つの方策がとりうる最上の手段となる。以下これについて詳細に検討を進める。

2.2 距離継電器の組合せ、その他

2.2.1 グラインド方式

1) 前方の折曲り部分をグラインドする方式

第3.23図の方式は、継電器設置点より保護区間の更に前方に直列コンデンサが挿入された場合に有効で斜線部分のみを動作範囲とする。



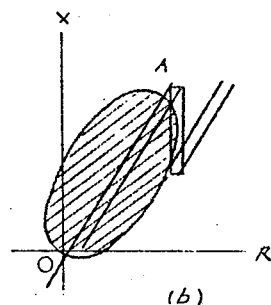
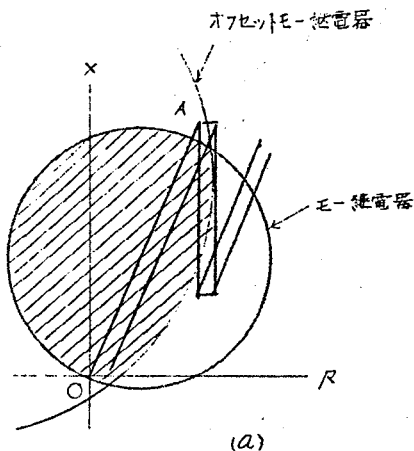
第3.23図

この方式の欠点は、故障点にアーク抵抗が存在することを考えるとオーム要素の整定がむづかしいことである。

この理屈を進展させて第3.24図(a)(b)方法も考えられる。

第3.24図(a)は第3.23図より更に整定がむづかしい。オフセットモーのごとく一部の弧を使うので、特性の不安定さが懸念される。

第3.24図(b)は橋田特性のモ要素1個で保護できる上に、他相故障時の誤動作が極度に制限できる点、前者より優れている。その意味で第3.23図のO-A線の左側にも右側のオーム要素と並行に区画してその平行線の内部のみ動作範囲とすることや、第3.24図(a)モ要素を左のオフセットモーと対称所にオフセットモーとし、保護区間を紡錘状に囲む方法がある。

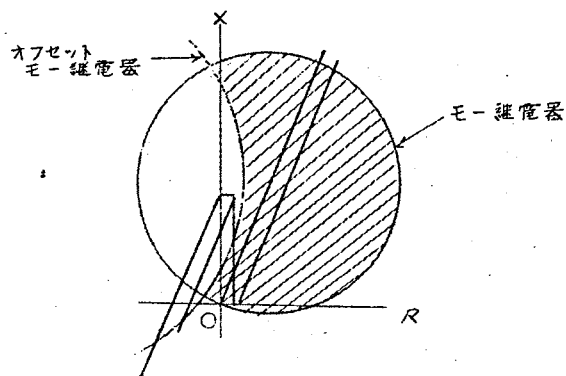


第 3. 24 図

ii) 後方の折曲り部分をブラインドする方式

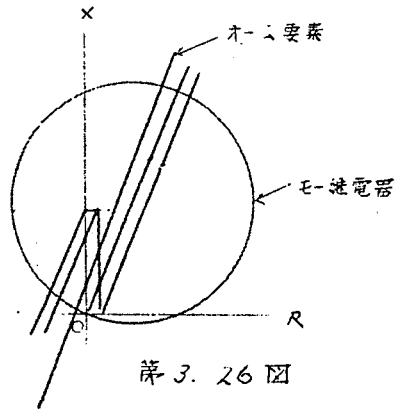
この方法は、継電器設置点より保護区間とは逆の後方に直列コンデンサが挿入された場合の対策である。

第 3. 25 図の方法は、モー要素を 2 個組合せるが、前記第 3. 23 図第 3. 24 図 (a) は両要素が同時に動作した時に動作させるのに対し、これはオフセットモー要素が動作した時は、モー要素が動作していても不動作とさせるものである。故にオフセットモー要素は必ずモー要素より早く動作する必要がある。両要素共、高速度動作の範囲でその接点協調が問題となる点である。



第 3. 25 図

第3.25図は更に上の理屈に第3.22図の考えを入れてオーム要素とモー要素とを組合せる方法である。この場合、オーム要素の左



第3.26図

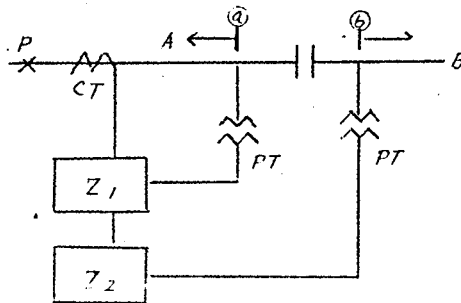
側を動作側として、オーム要素が動作した時は、モー要素が動作した時は、モー要素が動作していてもロックする方法と、オーム要素の右側を動作側とし、モーとオームが同時に動作した時に、動作と判定する方法が考えられるが、後者の方が接点協調が容易であろう。

いずれにしても、アーク抵抗の影響を受けない側にオームの線を引くので、オーム要素の整定は直列コンデンサの補償度にもよるが左程むづかしくはない。

又、第3.24図(b)と同様構造の特種モー要素を使う手もある。

2.2.2 シールイン方式

2.2.1と同じく後方に直列コンデンサが挿入され、後方の故障で距離継電器の動作範囲内に侵入する折曲り部分を如何に削除するか

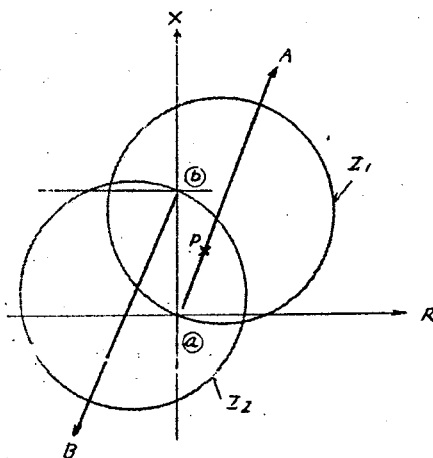


第3.27図

には変りないが、ラインダー方式と少々趣を異にする

第3.27図の如く、直列コンデンサの両側にPTが設けられる場合には、その両側に Z_1 、 Z_2 なる距離継電器を設けて第3.27図のように動作範囲を整定する。

すなわち、 Z_1 はA方向、 Z_2 はB方向とする。例えば(P)点では Z_1 、 Z_2 共動作するが、モー捷電器の動作原理上 Z_1 は正規動作して早く Z_2 は×モリアクションの作用で必ず遅くなる。すなわち、



第3.28図

Z_1 は正規の保護範囲内にあり、 Z_2 は故障時折曲り部分として保護範囲に入った筈であるから、故障の前後で電圧反転現象を伴うためである。

したがって、 Z_2 が早い時は動作をロックスルシールイン継電器を、 Z_2 が遅い時には正動作となるシールイン継電器をそれぞれ動作させて、故障位置を判断する方式が考えられている。

今のところ、直列コンデンサの両側にPTが設け得れば、これが簡単で最も信頼出来る方法とされている。

2.2.3 瞬時短絡方式

本方式は距離継電器の組合せではないが、送電線保護継電器の誤

動作も、要は直列コンデンサが挿入されたためであるから、送電線保護継電器が動作する迄に、直列コンデンサを短絡してしまおうという考えがある。

この場合、故障を高速度で検出する継電器が必要となるが、一般に

- a. 高速度過電流継電器
- b. 高速度電圧抑制付過電流継電器
- c. 高速度距離継電器

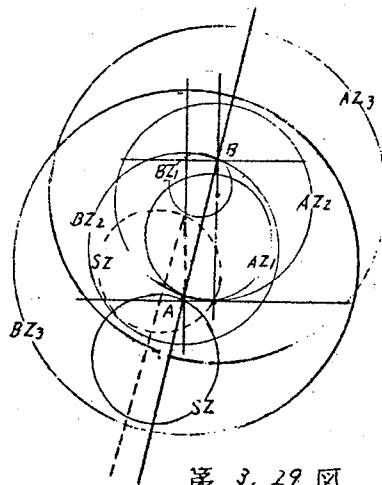
が適当と思われる。いずれにしても、この故障検出継電器が動作し、短絡用開閉器が閉じて、後に送電線保護継電器が動作するよう、時間協調の必要があるから、送電線保護が時間的に遅くなる点が問題であろう。

2.3 具 体 例

2.3.1 九州電力中央幹線山家変電所直列コンデンサの例

本幹線は 220 kV であり、110 kV のスループとループ運転されるため、潮流制御を目的として直列コンデンサが設置されたが、本送電線は搬送距離継電方式が採用されたため、前記 2.2.2 のシールイン方式がとられた。

A 端後方に直列コンデンサがある場合で B 端から見れば、保護区間前方に直列コンデンサが挿入されることになる。



第 3.29 図

先づ A 端の各要素の整定は

一段要素 (AZ_1) は保護区間の 80~90%

二段要素 (AZ_2) は保護区間の 150%

三段要素 (AZ_3) は後方 50% 前方 200% 以上

とし、前記のシールインロック方式を適用して、逆方向ロック用 (SZ) が先行動作の時は、 AZ_1 、 AZ_2 のいずれをもロックし得るものとする。

B 端では

一段要素 (BZ_1) は前方の折曲り部分に掛らぬよう動作範囲をせばめる。

二段要素 (BZ_2) は保護区間の 150%

三段要素 (BZ_3) は後方 50%、前方 200% 以上

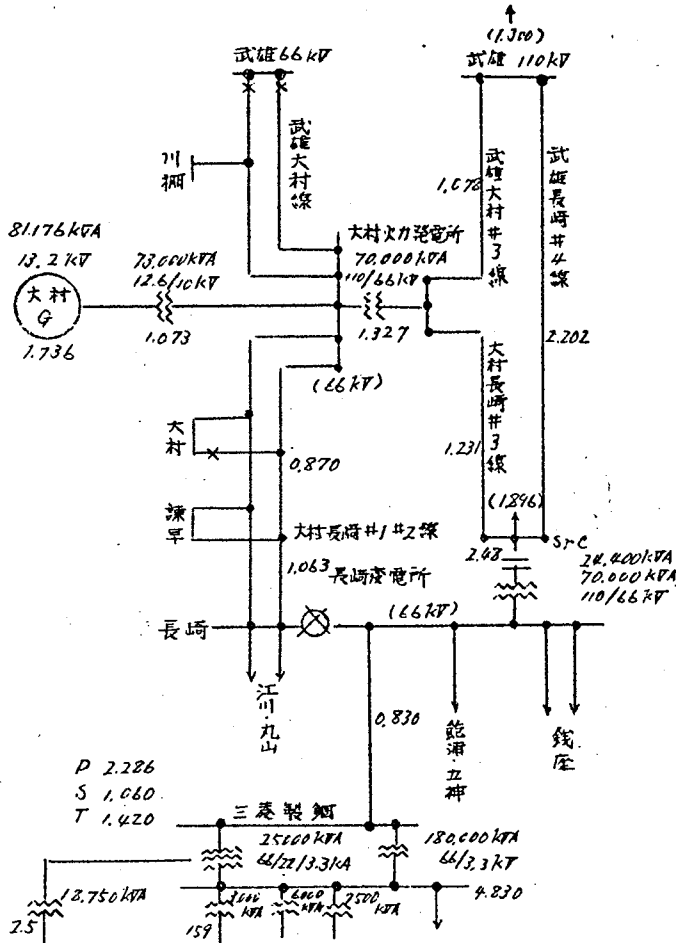
とする。すばわち、 BZ_1 整定のみ考慮を要する。

ここで A 端は山家発電所母線であり、B 方向が上椎葉発電所側である。

2.3.2 九州電力長崎発電所直列コンデンサの例

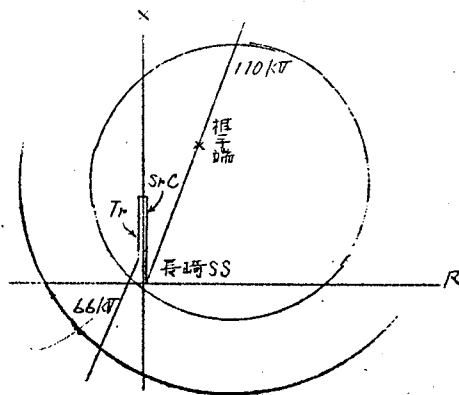
長崎三菱製鋼所のアーク炉の稼働によるフリッカー防止を目的とし、長崎発電所 110 kV 側に直列コンデンサが設置された系統図を第 3.30 図に示す。

i) 長崎発電所距離継電器に対する誤動作防止



第 3.30 図

第 3.31 図に示す如く、直列コンデンサのため 66 kV 側の故障が 110 kV 側の距離継電器の動作範囲に入ってしまうことが考えられ、又、

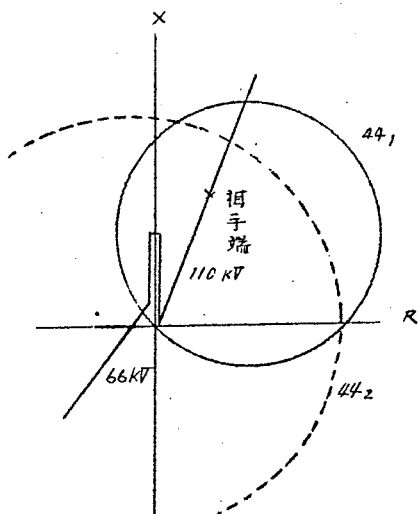


第 3.31 図

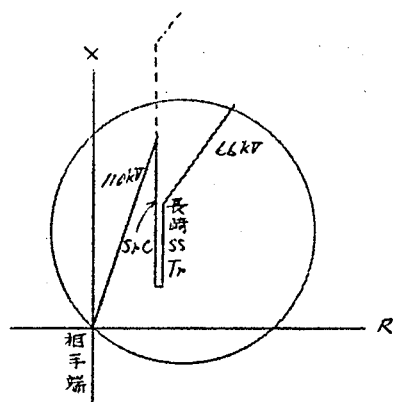
110 kV 送電線の故障が 66 kV 側距離継電器の動作範囲に入る事を考えられる。これを防止するために第 3.32 図に示す様に、2 組の互に方向が反対である可特往の距離継電器を（図中 44₁ と 44₂）を使用し両者の動作時間差によって故障が直列コンデンサのどちら側にあつたかを判定し、健全側の継電器のトリップ回路をロックすると共に故障検出後 3 ～ 5 秒内に直列コンデンサの短絡開閉器を投入し、相手端電気所の距離継電器に正動作を与える。

相手方電気所誤動作防止

第 3.33 図に示す様に、長崎変電所直列コンデンサのために、大村長崎 3 号線、武雄長崎 4 号線の距離継電器が長崎変電所の 66 kV 側の故障に対しても動作することが考えられる。従つてこれら継電器のトリップ回路に時限を設け、長崎変電所における短絡開閉器の投入、即ち直列コンデンサの短絡（図の点線の示す如くなる）を待つてトリップ回路を形成し、誤動作を防止する。このため短絡開閉器の投入時間は 3 ～ 5 秒以下を要求される。又一方近端故障においてはトリップ回路に時限が設けられているため、継電器に設けられている記憶作用が無くなって距離測定要素の接点が復帰するため、高速



第 3.32 図



第 3.33 図

度、電圧抑制付遮断機電圧 27 を設けて近端事故は即時遮断を行なう。

2.3.3 九州電力上津役変電所直列コンデンサの例.

東海鋼業若松工場のアーク炉のためのフリッカー防止用として設けられたが、この場合も長崎と同様の手段を用いている。第 3.34 図に系統を示す。

2.4 諸外国の実情

2.4.1 スエーデン

スエーデンは1954年に400kV送電線に直列コンデンサを設置した世界最初の国であるが、その保護継電方式としては(ii)の考え方に従って、従来の距離継電器を主継電器とする方向比較搬送継電方式を使用し、直列コンデンサは補償度40~60%以下では線路の約1/3の点に2分割設置している。分割設置しても直列コンデンサキャップの不平衡放電時には距離継電器の眺めるインピーダンスが多少変る筈であるが、試験の結果、この程度の補償度ではその影響は誤動作を招く程のものではない事が解つた。

しかし、その後の運転実績より「3相短絡、線間短絡に対する危険は400kV線路では皆無であるため、将来は南半分に位置するノカ所に集中設置する予定である」と方針を変更している。これは受電端無効電力の節減を主として考えた結果である。

2.4.2 ソ連

ソ連には周知の如くボルガ氷カモスクワ500kV線の間 No.2 開閉所に25%補償の486Mvarの直列コンデンサが設置されている。運転実績は未だ明らかでないが同様施設をボルガ氷カよりウラル方面の500kV送電線にも設けるべく建設が進められている。

この様な直列コンデンサ補償送電線の増加に備えて、その保護方式についても搬送電線を用いて検討し、特に高補償度に対しては従来の方向継電器、距離継電器は、直列コンデンサの分散設置並に放電間隙との協調を図らなければ満足な動作が得られない事を確認すると同時に逆相又は零相方向比較搬送継電方式(線路両端の逆相又は零相分電圧と電流の位相差を搬送波を用いて比較する方式)についても検討し、この方式の誤動作は、直列コンデンサの両側の対称分電圧の位相差を動作する特殊要素を用いて搬送信号を制御す

る事により防止し得る事を明らかにした。しかし実際に何れの方法を採用しているか明らかでないが、ソ連における直列コンデンサ補償送電線は補償度 50% 以下で中間設置のため、従来の方角比較搬送継電方式（距離継電器を主体とする）か、又は位相比較搬送継電方式を使用しているものと考えられる。

2.4.3 米 国

米国では BPA 系に早くから直列コンデンサが設置されており、その保護方式選定のために試験を行なったが、その結果、高補償度に対しても位相比較搬送継電方式は誤動作しない事が判つたため、これを採用し、*Back up* として距離継電器を使用している。

なお、直列コンデンサギャップの放電に基づく雑音が搬送信号に与える影響についても検討したが、それは線路故障による雑音に比べれば少ないものであると報告している。

2.5 今後の問題点

前述の如く直列コンデンサがあるための影響は或る程度解明されつつその対策も出ている現在特に送電線継電方式に対して懸念を持つ必要はないが、異相地絡の如く直列コンデンサのない場合でも問題となる事故時の直列コンデンサの影響については複雑な数式による解析は極めて困難であるが、交流計算機による計算にて数値はつかむことができる。又上記検討の値は何れも定常値であり、実際にはしゃ断速度の向上要求から短時間の値である過渡値を考える必要がある。したがってその計算は尚一層複雑化し、これに対する継電器トルクの時間計量の把握が困難となつて来よう。継電方式の検討にはこの方面の研究も興味があると思われる。このためには系統事故時の継電器点の電圧、電流を録音しておき、これを再生し、継電器に加える如き継電器試験器の完成を考えている。ただし系統事

故は広範囲であり、実際の系統からデータを取ることは困難であるから模擬送電線の極めて優秀なものの開発が望まれる。もつともこれがあれば録音せずにそのまま試験は可能である。

結 言

直列コンデンサを超高圧送電線に適用する場合、必ず問題となるのが保護継電方式に対する影響である。しかし上述の如く対策も信頼性のあるものが与えられているし、特に運営上支障になることはない。

今迄に多くの実施例に当たったが、必ず対策は考えられるものであり事前に検討もなしに直列コンデンサの適用をあやぶむことは無意味である。しかし、将来直列コンデンサの影響の全然ない継電方式を開発することは必要であり、我々技術者に与えられた使命であると思う。このためには前述の継電器試験器の完成もその手段の一つである。

著者文献

1. 大森、大嶋、関 : 欧米における電力用コンデンサ
電学誌 Vol. 75 No. 798 (昭和30年)
2. 大森、大嶋、関 : 直列蓄電器実用上の諸問題
日新技報 No. 2 (昭和31年)
3. 関 : 直列コンデンサにならる過電圧
ホーム (昭和30年12月)
4. 林、近藤、木嶋、関 : 直列コンデンサ補償系統の三相短絡電流について
電気連大 (昭和30年)
5. 大嶋、関 : 直列コンデンサ設備の保護装置
電気計算 Vol. 25 No. 11 (昭和33年)
6. 大嶋、関、堀江 : 最近の送電線用直列コンデンサ設備
電気計算 Vol. 27 No. 1 (昭和34年)
7. 大嶋、関、野田 : 弧光炉による電圧変動と直列コンデンサ
日新技報 No. 11 (昭和35年)
8. 中島、大嶋、関、野田 : 直列コンデンサによるフリッカー軽減について
日新技報 Vol. 6 No. 1 (昭和36年)
9. 大嶋、関 : 直列コンデンサ補償送電線の定態特性
日新技報 Vol. 6 No. 1 (昭和36年)
10. 大嶋、関 : 直列コンデンサにならる過電圧について
日新技報 Vol. 6 No. 2 (昭和36年)
11. 大嶋、関 : 直列コンデンサ補償配電線の定常運転特性
日新技報 Vol. 8 No. 1 (昭和38年)
12. 大嶋、関、太田 : 直列コンデンサと送電系統保護継電方式
日新技報 Vol. 8 No. 1 (昭和38年)
13. 関 : 配電線用直列コンデンサ
蓄電器回路専門委 取まとめ資料 No. 1168 (昭和37年)

14. 関 : 直列コンデンサ用保護間隙
蓄電器回路専門委 取まとめ資料 No. 1170 (昭和37年)
15. 大嶋、関、吉田 : 直列コンデンサ設計基準
蓄電器回路専門委 取まとめ資料 No. 1167 (昭和37年)
16. 関、西谷、室谷 : $\frac{1}{3}$ 調波振動の理論的解析
蓄電器回路専門委資料 No. 1214 (昭和37年)
17. 関 : 直列コンデンサ系統における誘導電動機の自励
励磁について
蓄電器回路専門委 取まとめ資料 No. 1215 (昭和37年)

参 考 文 献

第 1 部

第 1 章

- 1.1. 大嶋、関 : 直列コンデンサ補償配電線の定常運転特性
日新技報 Vol. 8 No. 1 (昭和38年)
- 1.2. 北川 : 電力用蓄電器
オーム社
- 1.3. 北川、大森 : 最新電力用蓄電器
電気書院
- 1.4. 関 : 直列コンデンサにかかる過電圧
オーム (昭和30年12月)
- 1.5. 大嶋、関 : 直列コンデンサにかかる過電圧について
日新技報 Vol. 6 No. 2 (昭和36年)
- 1.6. 関 : 配電線用直列コンデンサ
蓄電器回路専門委 取まとめ資料 No. 1168
- 1.7. 林、近藤、大嶋、関 : 直列コンデンサ補償系統の三相短絡電流について
電気建大 (昭和30年)

- 1.8. : 中回路の直列コンデンサの使用経験 (イリヤ)
CIGRE Study Committee No 18
- 1.9. H. Zimmerman : 高圧用直列コンデンサ
AEG-Mitteilungen August-September 1958
- 1.10. F. Casalei : 直列コンデンサ補償回路の事故電流に及ぼす
 放電間隙動作時間の影響
Periodica Polytechnica 1. (1956)

第 2 章

- 2.1. 関, 西台, 室谷 : $\frac{1}{3}$ 調波振動の理論的解析
 蓄電器回路専門委資料 No. 12/4 (昭和 37 年)
- 2.2. 関 : 直列コンデンサ系統における誘導電動機の自
 己励磁について
 蓄電器回路専門委資料 No. 12/5
- 2.3. J. W. Butler : *Series Capacitor Application Problems*
C. Concordia AIEE Transaction 1937 P. 975~988.
- 2.4. C. F. Wagner : *Self-Excitation of Induction Motors with*
Series Capacitors
AIEE Transaction 1941. P. 1241~1292.
- 2.5. N. Knudsen : *Two Characteristic Resonance Phenomena*
in Installations Containing Capacitance
ASEA Journal 1954 P. 85~95.
- 2.6 永村 : 直列コンデンサ系統における異常現象
 蓄電器回路専門委取まとり資料 No. 1169 (昭和 37 年)

第 3 章

- 3.1. 大森, 大嶋, 関 : 直列蓄電器実用上の諸問題
 日新技報 No. 2 (昭和 31 年)

- 3.2 大嶋 関 : 直列コンデンサ設備の保護装置
電気計算 Vol. 25 No. 11 (昭和32年)
- 3.3 関 : 配電線用直列コンデンサ
蓄電器回路専門委取まとめ資料 No. 1168 (昭和37年)
- 3.4 関 : 直列コンデンサ用保護間隙
蓄電器回路専門委取まとめ資料 No. 1170 (昭和37年)
- 3.5 : 380 kV Series Capacitor Installation
CIGRE Report No. 322 1954
- 3.6 : Series Capacitor Installations on B.P.A System
CIGRE Report No. 327 1954
- 3.7 永村 : スヴァイルーレニングラード 220 kV 送電線の
直列コンデンサ
蓄電器回路専門委資料 No. 1033
- 3.8 永村 : クイビシエフーモスフワ 400 kV 送電線の直
列コンデンサ施設の設計データ
蓄電器回路専門委資料 No. 1087.
- 3.9 永村 : ボルガーモスフワ 400 kV 送電線の直列コン
デンサ施設
蓄電器回路専門委資料 No. 1099 (昭和36年)
- 3.10 永村 : ボルガーモスフワ 400 kV 送電線直列コンデ
ンサの保護間隙
蓄電器回路専門委資料 No. 1125 (昭和36年)

第 2 部

1. 大嶋 関 太田 : 直列コンデンサと送電系統保護継電方式
日新技報 Vol 8 No. 1 (昭和38年)
2. 三上 : 直列コンデンサ系統の保護継電方式
蓄電器回路専門委資料 No. 1051 (昭和36年)

3. 三上 : 直列コンデンサ補償系統への距離継電器の適用
蓄電器回路専門委資料 No. 1094 (昭和36年)
4. 永村・塚米 : 直列コンデンサ補償送電線の保護継電方式
蓄電器回路専門委資料 No. 1197 (昭和37年)
5. 三上 : 保護継電器とその回路
オーム社

謝 辞

本研究は日新電機株式会社において行なったもので、この間、京都大学名誉教授 阿部清博士、京都大学教授 林重憲博士、京都大学教授 近藤文治博士、京都大学教授 木嶋昭博士、日新電機株式会社社長 大庭忠夫氏、専務取締役 大森武司博士、取締役技師長 坂本貞一博士、水口宗助博士、宮川房之助博士、大嶋幸一博士の御懇切なる御指導と御鞭撻を賜り、電気試験所 山田太三郎電力部長、永村純一技官より多くの御助言を頂いた。

又、論文の作成に当っては 研究課 西台淳、室谷金義、三沢一敬、制御課 太田実、三島則久、第一技術課 小西忠重の諸氏の絶大な御協力を得た。

擧筆に当り上記の方々に対し衷心より感謝の意を捧げる次第である。